

Tesis de Posgrado

Transición de forma en núcleos de masa media

Kirchuk, Ernesto Daniel

1993

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Kirchuk, Ernesto Daniel. (1993). Transición de forma en núcleos de masa media. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2581_Kirchuk.pdf

Cita tipo Chicago:

Kirchuk, Ernesto Daniel. "Transición de forma en núcleos de masa media". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1993.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2581_Kirchuk.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

**Transición de Forma en
Núcleos de Masa Media**

Autor

Ernesto Daniel Kirchuk

Director de Tesis

Pedro Federman

Lugar de Trabajo

Departamento de Física

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas

- Junio 1993 -

Tesis
2581
72

*Por una infinidad de elementales razones, y
por una infinita razón, simple, sencilla, y
quizás hasta elemental. A Ida y Marcos, mis
viejos .*

Resumen

En esta tesis estudiamos microscópicamente el mecanismo de deformación nuclear y la coexistencia de formas en núcleos par-par pertenecientes a las regiones de masa media $A \simeq 100$ y $A \simeq 80$. En los Sr, Zr y Mo, datos experimentales indican que a ambos lados de $A \simeq 90$, según se incremente o disminuya el número de neutrones, se produce una transición de forma esférica a deformada. En la región $A \simeq 100$, la transición está asociada con una firme caída del primer estado excitado 0^+ . En los isótopos del Zr, este estado ha sido conectado principalmente con la excitación de protones a través de la subcapa $Z = 40$. A partir del elemento de matriz del Modelo de Capas que conecta las configuraciones $(2p_{1/2})_{0^+}^2$ y $(1g_{9/2})_{0^+}^2$ en el ^{90}Zr , determinamos que una fuerte reducción en el elemento de matriz de acoplamiento se necesita para explicar la muy baja energía de excitación del estado 0^+ en $N = 58$ y $N = 60$. Esta reducción la calculamos expresando los estados de los nucleones de valencia mediante configuraciones esféricas del modelo de capas, y los estados de excitación del carozo mediante funciones de onda deformadas tipo Nilsson. Obtenemos que en la coexistencia, los estados están débilmente acoplados. Mediante un modelo de dos estados, y suponiendo una pura deformación cuadrupolar para la componente deformada, calculamos probabilidades de transición electromagnéticas que se comparan favorablemente con datos experimentales. Por otra parte, a fin de encontrar una visión microscópica unificada en las dos regiones consideradas, efectuamos una aproximación de campo medio deformado. Un conjunto consistente de cálculos en el esquema de Hartree-Fock-Bogoliubov, fueron realizados en las tres series de isótopos del Sr, Zr y Mo. Encontramos un origen común para el encendido de la deformación en ambas regiones. La deformación es disparada por la fuerte interacción neutrón-protón en orbitales con muy buen solapamiento espacial.

Indice

Resumen	iii
Indice	iv
Introducción	1
1 Coexistencia de estados 0^+ en los isótopos pares del Zr	7
1.1 Introducción	7
1.2 Mecanismo de reducción	10
1.3 Cálculos y resultados	15
2 Mezcla de estados 0^+ en la región $A \simeq 100$	27
2.1 Introducción	27
2.2 Modelo de coexistencia de dos estados	28
3 Mecanismo de la deformación en las regiones $A \simeq 80$ y $A \simeq 100$	33
3.1 Introducción	33
3.2 Espacio del modelo e interacciones	34
3.3 Energías de deformación	38
4 Conclusiones	50
Agradecimientos	54
Apéndices	55

A	Proyección de estados deformados a buen momento angular y elementos de matriz asociados	55
B	Consideraciones de la teoría de Hartree-Fock-Bogoliubov	61
	Referencias	66

Introducción

"Todo tiene una forma, si se busca. No es posible escapar a la forma."
(Salman Rushdie, 1980).

El fenómeno de la deformación nuclear ha sido identificado a lo largo de toda la Tabla Periódica. Esto incluye los núcleos más pesados pertenecientes a las clásicas regiones de las tierras raras y actínidos, los núcleos livianos en la capa $2s - 1d$ y los núcleos de masa media cerca de las regiones $A = 80$ y $A = 100$. Como sabemos, un propósito importante de la física de la estructura nuclear ha sido y es tratar de entender el origen microscópico de la deformación nuclear a través de todas las regiones de masa. Idealmente, uno querría una detallada teoría microscópica que pudiera describir las propiedades de todos los núcleos deformados en términos de las interacciones entre los nucleones constituyentes. Esta es una pretensión que en principio abarca a todos los problemas de estructura nuclear y que incluye dos cuestiones básicas a tratar: la dificultad inherente al desconocimiento de la interacción nuclear, y la aproximación microscópica propiamente dicha. En esta tesis, sin pretender ser tan ambiciosos, trataremos de ofrecer una explicación acerca de porqué ciertos núcleos se deforman, y cuáles son los mecanismos microscópicos asociados.

Uno de los rasgos fundamentales del sistema de muchos cuerpos que forman el núcleo atómico, es la existencia de un campo medio en el cual los nucleones se mueven casi independientemente, e interactúan por medio de fuerzas residuales asociadas a modos elementales de excitación. Esta suposición es la base del fructífero

Modelo de Capas Nuclear extensivamente desarrollado en los últimos cuarenta años, y de gran utilidad para entender microscópicamente los grados de libertad de los nucleones [Sha63, Bro88, Bro90]. Por lo tanto tomaremos a este modelo como el modelo estándar de la física nuclear. El campo medio antedicho muchas veces puede desviarse de la forma esférica, dando lugar a núcleos deformados [Nil55, Sha74]. Además, junto a las excitaciones elementales, existen modos colectivos de excitación observados particularmente en núcleos con protones y neutrones lejos de capas cerradas [Boh75] donde el Modelo de Capas es inaplicable. Digamos también que el Modelo de Capas tampoco resulta apropiado para describir el movimiento coherente de muchos nucleones excepto en algunos modelos esquemáticos [Rin80]. Estas excitaciones colectivas están asociadas a vibraciones y rotaciones del núcleo como un todo y, por lo tanto, ligadas a deformaciones de la forma esférica. Junto al famoso modelo geométrico de Bohr y Mottelson [Boh75] para describir movimientos colectivos, existe también la posibilidad de describir el movimiento coherente de los nucleones usando el concepto de simetrías dinámicas dentro del núcleo (modelos algebraicos de bosones interactuantes de Arima y Iachello y sus extensiones a fermiones) [Ari75, Sch85, Iac87]. Vemos así que se han efectuado muchos esfuerzos a fin de estudiar microscópicamente el proceso de deformación ligando los modelos colectivos con el Modelo de Capas. Básicamente, esto se ha intentado mediante aproximaciones microscópicas al hamiltoniano de Bohr a partir de los trabajos de Kumar y Baranger [Kum67, Bar68, Kum84] o mediante "mappings" fermión-bosón en que se conecta los modelos algebraicos con el Modelo de Capas [Ari84, Li91]. Una interesante panorámica de estos métodos microscópicos autoconsistentes conectados a los modelos colectivos puede hallarse en Ref. [Hey89]. Uno de los mas exitosos desarrollos en el estudio de la deformación desde un punto de vista microscópico, es el debido a los pioneros trabajos de Federman y Pittel [Fed77, Fed78, Fed79]. En ellos, el encendido de la deformación está asociado fundamentalmente a la promoción de neutrones y protones a orbitales compañeros spin-órbita debida a la fuerte interacción neutrón-protón (n-p) que favorece las formas deformadas en contraposición a las interacciones de apareamiento que favorecen las formas esféricas. Históricamente, estos modos de excitación n-p, íntimamente relacionados con la colectividad, fueron empleados en la capa $2s-1d$ para describir estados deformados [Tal63, Unn63, Fed67].

Básicamente, este desarrollo supone que la estructura de capas persiste aún en presencia de fuertes comportamientos colectivos, lo cual fue corroborado en los últimos años con el esquema fenomenológico $N_p N_n$, que relaciona la estructura de capas con sistemáticas colectivas [Cas85,Cas90]. Esta parametrización también enfatiza el rol de la interacción n-p en la producción de la deformación. En la presente tesis vamos a tener como referencia fundamental estos últimos desarrollos microscópicos basados en la fuerte interacción residual n-p.

Estas interacciones n-p están también muy ligadas a otros modos de excitación conectados muchas veces con procesos de deformación nuclear. Los modos relacionados con la excitación de una o dos partículas a través del *gap* entre dos subcapas o capas mayores originan los llamados estados intrusos [Hey83,Are88,Are92]. Estos estados esperaríamos encontrarlos, a orden cero, a una alta energía de excitación, del orden de $41 A^{-1/3}$ MeV. Sin embargo, se encuentran a una energía mucho menor e inclusive pueden devenir al estado fundamental. Esto da lugar a un fenómeno de coexistencia entre estados intrusos y estados *normales* de los nucleones de valencia observado a lo largo de toda la Carta de Nucleidos. La coexistencia en núcleos es un tópico de amplio espectro e intereses interrelacionados. En verdad, muchas propiedades pueden coexistir entre los autoestados nucleares: spin, isospin, momentos magnéticos. En la literatura se habla de coexistencia de estados esféricos y deformados, a bajo spin y bajas energías, en núcleos cercanos a capas cerradas; también de coexistencia de estados esféricos y superdeformados a alto spin y altas energías, en núcleos lejos de capas cerradas. El significado que le daremos a la coexistencia es el que implica la aparición conjunta de diferentes estructuras, lo que conlleva a la coexistencia de formas.

Las regiones de masa media $A \simeq 100$ y $A \simeq 80$ nos ofrecen una excelente oportunidad de analizar microscópicamente el proceso de deformación. Los isótopos pares del Sr, Zr y Mo desde $N = 50$ hasta $N = 56$ han sido descritos hace ya algunos años en términos del Modelo de Capas esférico en todo detalle [Aue65, Glo75]. Por otro lado, los isótopos muy ricos en neutrones descubiertos en la fisión del ^{252}Cf [Che70,Kha77,Sis77] presentan espectros rotacionales y probabilidades de transición electromagnéticas característicos de núcleos muy deformados, encontrados hasta entonces sólo en tierras raras y elementos transuránicos. Así, las tres series

de isótopos presentan núcleos esféricos hasta $N = 56$. Para $N = 58$ comienza una transición, y desde $N = 60$ los núcleos son deformados. Para $N = 62$ la transición se completa y los núcleos son fuertemente deformados. Por otra parte, algunos datos experimentales recientes en la región de isótopos deficientes en neutrones $A \simeq 80$ [Bad88,Sil88,Gro91] sugieren otra transición de forma esférica a deformada alrededor de $N = 42$. Por lo tanto se nos presenta el caso de la región alrededor de $A = 90$, de núcleos esféricos, a ambos lados de la cual, aumentando o disminuyendo el número de neutrones, los núcleos comienzan a deformarse. Esta situación nos brinda una muy buena oportunidad de ver si es posible hallar un mecanismo común para el encendido de la deformación en estas dos regiones consideradas. Por otra parte, siendo de masa media, estas regiones son inmejorables para estudiar la transición en forma microscópica, lo cual no es posible en las regiones más pesadas debido al gran número de nucleones de valencia involucrados, ya sea en la región de las tierras raras, o en la región transuránica.

En la región transicional, hay autores que hablan de la aparición a bajas energías de estados deformados (quizás ya existentes en los núcleos esféricos) que coexisten con estados normales del Modelo de Capas. Esta coexistencia es la de estados intrusos y normales antes citada, por lo cual se está adscribiendo una índole deformada a los primeros. Desde este punto de vista, la presencia de estados intrusos en algunas regiones y el súbito encendido de la deformación en otras, serían dos facetas de un mecanismo común. Tal idea es aplicada en los trabajos de Refs. [Hey83,Hey87,Hey88]. Otros autores no consideran que *intruso* implique necesariamente deformación [Are88,Are92,Fed79]. Por otra parte, hay que reconocer que las $B(E2)$ conocidas en las bandas intrusas dan información de gran colectividad en estas transiciones, aunque la evidencia experimental acerca del carácter deformado de los estados correspondientes no es concluyente [Hey83].

Sin embargo la aparición a bajas energías de los estados intrusos y el mecanismo de polarización de Federman y Pittel como origen de la deformación pueden acoplarse de la siguiente manera. Los estados intrusos aparecen a baja energía de excitación en algunos núcleos porque efectivamente corresponden a un incremento del número de nucleones de valencia y, por lo tanto, a un aumento de la interacción n-p. Teniendo en cuenta esto, ellos son más deformados que los estados normales.

La disminución de su energía de excitación depende fundamentalmente del interjuego entre la magnitud del *gap* entre capas (o subcapas, para las regiones que consideramos en este trabajo) y la intensidad de la interacción n-p para las órbitas involucradas. Por ejemplo, las excitaciones intrusas en los Cd o Pb corresponden a un gran *gap* ($Z = 50, 82$) y una moderada interacción. Si el *gap* es más pequeño y la interacción n-p más fuerte, entonces es posible que los estados intrusos "caigan" abruptamente y puedan devenir estados fundamentales deformados, como sucede en la regiones $A \simeq 100$ y $A \simeq 150$. Por otra parte, para un estado fundamental deformado, queremos estudiar de qué manera la interacción n-p determina el "campo medio deformado", esto es, las correlaciones y la deformación del estado fundamental sobre el cual pueden construirse excitaciones colectivas.

En el Cap. 1, precisamente, vamos a acoplar la descripción de estados intrusos (como estados de excitación del carozo) con la promoción de dos protones a través del *gap* $Z = 40$. Lo que haremos es un cálculo *diabático* en base al Modelo de Capas a fin de explicar la abrupta o *diabática* caída del estado 0^+ excitado en $^{98,100}\text{Zr}$ [Hey88a,Kir89]. A partir del elemento de matriz de apareamiento que conecta las configuraciones del Modelo de Capas esférico $(2p_{1/2})_{0+}^2$ y $(1g_{9/2})_{0+}^2$ para el núcleo esférico ^{90}Zr , hallaremos el elemento de matriz que conecta las configuraciones esféricas e intrusas en los isótopos más pesados cuya reducción tendría que explicar la caída del estado 0^+ para $N = 58$ y $N = 60$. En este cálculo, el mecanismo de reducción estará asociado a la deformación cuadrupolar de los nucleones en el estado intruso, ya que éstos estarán sometidos al potencial deformado de Nilsson. No dependerá de ninguna interacción efectiva ya que partiremos de un elemento de matriz extraído de la información experimental. El Apéndice A contiene la deducción de los elementos de matriz y factores de reducción, para la cual utilizamos técnicas de proyección de estados deformados y herramientas del Modelo de Capas.

En el Cap. 2 hallaremos un ángulo que representa la mezcla de los estados 0^+ en el ^{100}Zr mediante el simple modelo de coexistencia de dos estados, y calcularemos probabilidades de transición electromagnéticas $B(E2)$ y $\rho(E0)$ [Kir90].

En el Cap. 3 incluiremos otros núcleos y la región $A \simeq 80$, a fin de obtener una descripción microscópica unificada de la deformación. Mediante la aproximación microscópica de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), estudiaremos el mecanismo tran-

sicional para diferentes espacios de configuración analizando los grados de libertad relevantes para los nucleones de valencia, en las tres series de isótopos Sr, Zr y Mo [Kir92,Kir93a,Kir93b]. A través de una misma interacción residual determinaremos conjuntamente el campo deformado de Hartree-Fock (HF) y el de apareamiento. Analizaremos el rol de las componentes isoescalar ($T=0$) e isovectorial ($T=1$) de la interacción n-p en la producción de la deformación. También discutiremos, para la región $A \simeq 100$, el rol del orbital de neutrones $h_{11/2}$ en el encendido de la deformación, en comparación con el orbital $1g_{7/2}$. En el Apéndice B se hallan algunas deducciones y consideraciones sobre el esquema de HFB utilizado.

En el Cap. 4 se encuentran las conclusiones del trabajo.

Capítulo 1

Coexistencia de estados 0^+ en los isótopos pares del Zr

1.1 Introducción

Como puede observarse en la Fig. 1.1, los isótopos pares del Zr presentan para $N \leq 56$ un segundo nivel 0^+ a ≈ 1.5 MeV [Sis77,Mol86,Mey86,Mac88] proveniente de la excitación de un par de protones desde el orbital $2p_{1/2}$ al orbital $1g_{9/2}$ a través del *gap* $Z = 40$. Reacciones de transferencia [Sah79,Cat81] indican que estos estados son mezcla de la configuraciones de protones $2p_{1/2}^2$ y $1g_{9/2}^2$ con ≈ 20 -40 % $1g_{9/2}^2$ en los estados fundamentales.

A partir de cálculos del Modelo de Capas en núcleos con $N = 50$ [Glo74,Glo75, Ser76,Blo85] se obtuvieron los espaciamientos entre los niveles de partícula independiente $2p_{1/2}$ y $1g_{9/2}$. Además, en todo los casos se obtiene un valor de ~ -0.8 MeV para el elemento de matriz de acoplamiento $\langle (2p_{1/2}^2)0^+ | V | (1g_{9/2}^2)0^+ \rangle$. Esto implica una separación mínima para los dos niveles 0^+ de $\simeq 1.6$ MeV (cercana a la separación experimental $0_2^+ - 0_1^+$ de 1.761 MeV en ^{90}Zr).

Inspeccionando la sistemática de energías de excitación mas allá del ^{96}Zr , surge la cuestión sobre el origen de la gran reducción en el elemento de matriz que acopla los estados 0^+ . Los neutrones ocupan los orbitales arriba de $N = 56$, a saber, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$, y la estructura de los protones permanece como $(2p_{1/2})^2 0^+$ para el estado

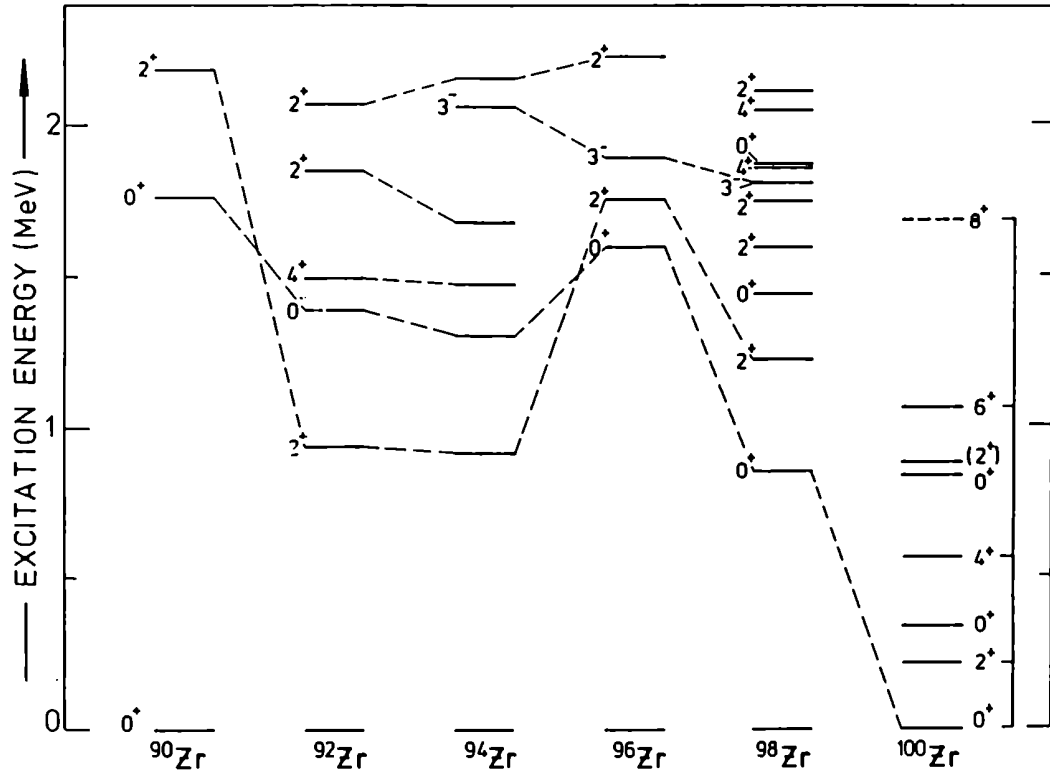


Figura 1.1: Espectros de bajas energías en los isótopos pares del Zr con masa $90 \leq A \leq 100$.

fundamental y $(1g_{9/2})^2 0^+$ para las configuraciones excitadas. Esto debería implicar una separación entre los estados 0^+ de ~ 1.6 MeV, como indicamos más arriba. No obstante, más allá de $N = 56$ el elemento de matriz no diagonal obtenido es la mitad de la energía de separación $0_2^+ - 0_1^+$ observada experimentalmente, esto es $\simeq -0.4$ MeV para el ^{98}Zr y $\simeq -0.2$ MeV para el ^{100}Zr .

Dadas la características rotacionales del espectro del ^{100}Zr , es natural suponerlo deformado. Por lo tanto, vamos a suponer que la abrupta caída de los estados intrusos 0^+ está asociada con una deformación cuadrupolar. De esta manera los nucleones de valencia pasan a moverse en un potencial axialmente simétrico, con lo cual, en principio, tendremos deformación tanto para los neutrones como para los protones de valencia.

La configuración dominante en el estado fundamental para los isótopos pares $^{90-96}\text{Zr}$ es

$$\pi(2p_{1/2})_{0^+}^2 \nu(2d_{5/2})_{0^+}^n,$$

con $0 \leq n \leq 6$. Para el estado de "excitación del carozo", la configuración dominante es

$$\pi(1g_{9/2})_{0^+}^2 \nu(2d_{5/2})_{0^+}^n,$$

o sea que dos protones son excitados del orbital $2p_{1/2}$ al orbital $1g_{9/2}$. El elemento de matriz que acopla las dos configuraciones resulta independiente de n , y es simplemente

$$\langle (2p_{1/2})_{0^+}^2 | V | (1g_{9/2})_{0^+}^2 \rangle \simeq -0.8 \text{ MeV}.$$

En el ^{98}Zr la componente dominante en el estado fundamental es

$$\pi(2p_{1/2})_{0^+}^2 \nu(2d_{5/2})_{0^+}^6 (3s_{1/2})_{0^+}^2$$

ya que el orbital $3s_{1/2}$ es el nivel más bajo disponible cuando se ha llenado el orbital $2d_{5/2}$. Para el estado de "excitación del carozo" la configuración dominante es (ver Cap. 3)

$$\pi(1g_{9/2})_{0^+}^2 \nu(2d_{5/2})_{0^+}^6 (1g_{7/2})_{0^+}^2.$$

La razón de esto es que el par de protones en $1g_{9/2}$ favorece la promoción de los neutrones al orbital $1g_{7/2}$, con lo cual la última configuración gana en energía neutrón-protón más que la pérdida en energía de partícula independiente por promover dos neutrones de $3s_{1/2}$ a $1g_{7/2}$. Claramente, el elemento de matriz que conecta las dos configuraciones 0^+ en ^{98}Zr es cero. Por supuesto, una descripción más realista del estado de "excitación del carozo" es

$$[a\pi(1g_{9/2})_{0+}^2 \nu(1g_{7/2})_{0+}^2 + b\pi(1g_{9/2})_{0+}^2 \nu(3s_{1/2})_{0+}^2 + c\pi(1g_{9/2})_{2+}^2 \nu(1g_{7/2})_{2+}^2 + \dots + \dots]\nu(2d_{5/2})_{0+}^6 ,$$

con una alta mezcla en las pequeñas componentes b, c , etc. Estas componentes conectan, mediante la interacción residual, el estado de "excitación del carozo" con el estado fundamental, lo cual lleva a que el elemento de matriz de la mezcla sea mucho más pequeño que en los núcleos $^{90-96}\text{Zr}$.

Nuestra sugerencia, como mencionamos más arriba, es utilizar la deformación cuadrupolar (potencial y orbitales tipo Nilsson [Nil55]) a fin de tener en cuenta las pequeñas mezclas del estado de "excitación del carozo" en una nueva base a orden cero. Además tendremos que tener en cuenta no sólo la deformación de neutrones sino también la de protones en el estado excitado. La configuración de dos protones fuera de capa cerrada, da lugar no sólo al término $\pi(1g_{9/2})_{0+}^2$ sino también a $\pi(1g_{9/2})_{2+}^2$, etc.

1.2 Mecanismo de reducción

El estado de partícula independiente de un nucleón moviéndose en un potencial deformado con simetría axial, puede expresarse como combinación lineal de autoestados del potencial esférico con buen momento angular j y proyección m ,

$$|\Omega\rangle = \sum_j c_{j,\Omega} |j, m = \Omega\rangle . \quad (1.1)$$

El estado $|\Omega\rangle$ es una notación abreviada de los estados de Nilsson $\Omega^\pi[Nn_z m_l]$ escritos en términos de los números cuánticos asíntóticos [Rin80]. El número cuántico $\Omega = m_l \pm 1/2$ es la proyección del momento angular \vec{j} de las partículas de valencia

sobre el eje de simetría del núcleo. Al trabajar con simetría axial, Ω coincide con K , proyección del momento angular total $\vec{I} = \vec{J} + \vec{R}$ sobre el eje de simetría del núcleo (\vec{R} describe las rotaciones colectivas del carozo inerte) pues \vec{R} es perpendicular a dicho eje. La paridad de los estados está dada por $\pi = (-1)^l = (-1)^N$.

Como sabemos, las funciones de onda en un potencial deformado no son autofunciones del momento angular de las partículas de valencia J^2 . O sea que $[H, J^2] \neq 0$, con lo cual se viola la simetría de conservación del momento angular. Análogamente a la violación del número de partículas en física del estado sólido, donde decimos que el sistema sufre una transición de fase a una fase superfluida, el núcleo sufrirá aquí una transición a fase (o forma) deformada. O sea que la violación de ciertas simetrías en teorías de campo medio, está acompañada por algún tipo de transición de fase. En el Cap. 3 emplearemos el método de HFB en el cual la violación del momento angular y la del número de partículas son tratadas conjuntamente.

En este capítulo estamos tratando una transición de forma esférica a deformada asociada con la mezcla de los estados 0^+ . La transición de fase es una transición de forma que surge de la no conservación de J^2 . Para obtener autofunciones del momento angular, hay que rotar las funciones de onda expresadas en el sistema intrínseco al sistema de referencia del laboratorio. Habitualmente se emplean las matrices de Wigner $D_{M\Omega}^J(R)$ que son funciones del operador de rotación \mathcal{R} . Ese operador transforma las coordenadas r_i de la partícula i (sistema del laboratorio) en coordenadas r'_i (sistema intrínseco):

$$r'_i = R r_i.$$

Si el estado del sistema de partículas en el sistema intrínseco es $|\Omega(r'_1, \dots, r'_n)\rangle$, el estado en el sistema del laboratorio está dado por

$$|JM(r_1, \dots, r_n)\rangle = \int D_{M\Omega}^J(R) |\Omega(r'_1, \dots, r'_n)\rangle dR$$

donde la integración se realiza sobre los ángulos que determinan \mathcal{R} , esto es los ángulos de Euler:

$$\mathcal{R} = e^{i\alpha J_z} e^{i\beta J_y} e^{i\gamma J_z}.$$

La restauración de la simetría violada puede ser realizada equivalentemente mediante técnicas de proyección, que es lo que emplearemos en lo que sigue. El operador [Red54, Pei77]

$$P_{M\Omega}^J = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int D_{M\Omega}^{J*}(R) R dR, \quad (1.2)$$

que puede ser escrito como

$$P_{M\Omega}^J = | JM \rangle \langle JM = \Omega |, \quad (1.3)$$

restaura la violación del momento angular. Aplicando este operador sobre los estados intrínsecos de Nilsson $|\Omega\rangle$, se proyecta la parte con un dado valor de J cambiando M por Ω , y dejando la función de onda resultante expresada en el sistema del laboratorio.

Para el caso de una partícula, empleando (1.3) y la expansión (1.1), y abreviando la notación, obtenemos

$$P_m^j |\Omega\rangle = c_{j,\Omega} |j, m\rangle. \quad (1.4)$$

Para el caso de dos partículas idénticas ocupando los estados degenerados de partícula independiente Ω y $-\Omega$, obtenemos la proyección de la configuración antisimétrica de Nilsson:

$$P_M^J |\Omega-\Omega\rangle = \frac{1}{[N^2(J)]^{1/2}} \sum_{j_1, j_2} c_{j_1, \Omega} c_{j_2, \Omega} \langle j_1 \Omega j_2 - \Omega | J 0 \rangle C_{12} |j_1 j_2 J M\rangle, \quad (1.5)$$

con

$$\begin{aligned} C_{12} &= \sqrt{2} \text{ para } j_1 = j_2 \\ &= 1 \text{ para } j_1 \neq j_2, \end{aligned} \quad (1.6)$$

y la norma $N^2(J)$ está dada por

$$N^2(J) = \sum_{j_1, j_2} (c_{j_1, \Omega} c_{j_2, \Omega})^2 C_{12}^2 \langle j_1 \Omega j_2 - \Omega | J 0 \rangle^2. \quad (1.7)$$

El ket $|j_1 j_2 J M\rangle$ representa al estado *antisimetrizado* del Modelo de Capas esférico de dos partículas.

En el Apéndice A pueden verse los detalles de los cálculos de estados proyectados, así como la deducción de los elementos de matriz y normas que aparecen en esta sección.

El elemento de matriz que conecta al estado fundamental con el estado de "excitación del carozo" se expresará finalmente como el producto del elemento de matriz

de apareamiento, un factor de reducción para neutrones, y un factor de reducción para protones. Dado que el orbital de protones $1g_{9/2}$ se encuentra bastante separado de los otros orbitales correspondientes a la capa $N=4$, en particular para el orbital tipo Nilsson $\Omega = \frac{1}{2}^+[440]$ (para deformación prolada), la función de onda de Nilsson está compuesta casi puramente por el orbital $1g_{9/2}$. Así, en el factor de reducción total, la parte de protones jugará un rol menor, como demostraremos más abajo. Por lo tanto, en primera aproximación escribiremos los dos estados 0^+ (configuración esférica del estado fundamental y configuración intrusa para el estado de "excitación del carozo") del ^{98}Zr como:

$$|SM; 0^+ \rangle = | \pi : (2p_{1/2})_{0+}^2 \nu : (2d_{5/2})_{0+}^6 (3s_{1/2})_{0+}^2 \rangle, \quad (1.8)$$

$$|Intr.; 0^+ \rangle = | \pi : (1g_{9/2})_{0+}^2 \nu : (2d_{5/2})_{0+}^6 (P_{M=0}^{J=0} | \Omega - \Omega \rangle) \rangle, \quad (1.9)$$

respectivamente, donde el término $(2d_{5/2})_{0+}^6$ describe al corozo inerte de neutrones. Luego discutiremos la completa modificación del acoplamiento entre (1.8) y (1.9) tratando a la componente de protones como una configuración deformada *via*

$$P_{M=0}^{J=0}(\frac{1}{2}^+[440], -\frac{1}{2}^+[440]).$$

Primero hallaremos una expresión analítica del elemento de matriz de acoplamiento para el ^{98}Zr y ^{100}Zr , y luego lo evaluaremos numéricamente. En el ^{98}Zr tomaremos los dos neutrones de valencia más allá de $N=56$ moviéndose en el orbital $3s_{1/2}$. Para el ^{100}Zr consideraremos la configuración

$$\nu[(2d_{5/2})_{0+}^6 (3s_{1/2})_{0+}^2 (1g_{7/2})_{0+}^2] \quad (1.10)$$

así como la posibilidad de que los dos neutrones más allá del orbital $3s_{1/2}$ se muevan en el orbital $2d_{3/2}$, es decir,

$$\nu[(2d_{5/2})_{0+}^6 (3s_{1/2})_{0+}^2 (2d_{3/2})_{0+}^2]. \quad (1.11)$$

Para calcular $\langle Intr.; 0^+ | V | SM; 0^+ \rangle$ en ^{98}Zr usamos las Ecs. (1.1-1.9) (ver Apéndice A). El elemento de matriz de acoplamiento se reduce a:

$$\langle Intr.; 0^+ | V | SM; 0^+ \rangle = \frac{c_{3s_{1/2}, \Omega}^2}{[N^2(0)]^{1/2}} \langle (2p_{1/2})_{0+}^2 | V_{\pi\pi} | (1g_{9/2})_{0+}^2 \rangle. \quad (1.12)$$

Definiremos al factor de reducción $R(^{98}\text{Zr})$ como

$$R(^{98}\text{Zr}) = \frac{c_{3s_{1/2},\Omega}^2}{[N^2(0)]^{1/2}}. \quad (1.13)$$

En el caso del ^{100}Zr el estado intruso es

$$| \text{Intr.}; 0^+ \rangle = | \pi : (1g_{9/2})_{0+}^2 \nu : (2d_{5/2})_{0+}^6 (P_{M=0}^{J=0} | \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 \rangle \rangle, \quad (1.14)$$

donde

$$\begin{aligned} P_M^J | \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 \rangle &= \frac{1}{[N'(J)^2]^{1/2}} \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4} (-1)^{j_2+j_4-1} c_{j_1,\Omega_1} c_{j_2,\Omega_1} c_{j_3,\Omega_2} c_{j_4,\Omega_2} \\ &\times \sum_{J_{12}, J_{34}} \langle j_1 \Omega_1, j_2 - \Omega_1 | J_{12} 0 \rangle \langle j_3 \Omega_2, j_4 - \Omega_2 | J_{34} 0 \rangle \langle J_{12}, 0, J_{34}, 0 | J 0 \rangle \\ &\times \mathcal{A}[\{\Psi(j_1 j_2, J_{12}) \Psi(j_3 j_4, J_{34})\}]_{JM}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

La expresión para la norma $N'(J)^2$ se encuentra en el Apendice A. \mathcal{A} es el operador de antisimetrización, y $\Psi(jj', J)$ es la función de onda de dos partículas acopladas a J .

Teniendo en cuenta las dos posibilidades (1.10) y (1.11) para las configuraciones esféricas en el ^{100}Zr , el elemento de matriz de acoplamiento resulta

$$\langle \text{Intr.}; 0^+ | V | SM; 0^+ \rangle = \langle (2p_{1/2})_{0+}^2 | V_{\pi\pi} | (1g_{9/2})_{0+}^2 \rangle R(^{100}\text{Zr}), \quad (1.16)$$

siendo el factor de reducción para el ^{100}Zr

$$\begin{aligned} R(^{100}\text{Zr}) &= \frac{1}{[N'(0)^2]^{1/2}} [4(-1)^{j_1+j_2-1} c_{j_1,\Omega_1}^2 c_{j_2,\Omega_2}^2 \\ &\times \sum_{\substack{J_{12}, J_{34} \\ \text{par}}} \langle j_1 \Omega_1, j_1 - \Omega_1 | J_{12} 0 \rangle \langle j_2 \Omega_2, j_2 - \Omega_2 | J_{34} 0 \rangle \\ &\langle J_{12} 0 J_{34} 0 | J 0 \rangle + 8c_{j_1,\Omega_1} c_{j_1,\Omega_2} c_{j_2,\Omega_1} c_{j_2,\Omega_2} \\ &\times \sum_{\substack{J_{12}, J_{34} \\ \text{par}}} \langle j_1 \Omega_1, j_2 - \Omega_1 | J_{12} 0 \rangle \langle j_1 \Omega_2, j_2 - \Omega_2 | J_{34} 0 \rangle \\ &\langle J_{12} 0 J_{34} 0 | J 0 \rangle \times \sum_{\substack{J', J'' \\ \text{par}}} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1 & J' \\ j_2 & j_2 & J'' \\ J_{12} & J_{34} & J \end{matrix} \right\} \\ &\sqrt{(2J' + 1)(2J'' + 1)(2J_{12} + 1)(2J_{34} + 1)}], \end{aligned} \quad (1.17)$$

con $j_1 = 3s_{1/2}$ y $j_2 = 1g_{7/2}$ o $2d_{3/2}$, que corresponden a las dos posibilidades expresadas en las configuraciones (1.10) y (1.11). El factor entre llaves en la última suma denota al símbolo $9j$.

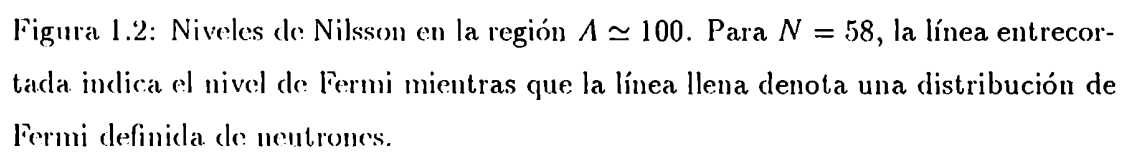
1.3 Cálculos y resultados

A fin de determinar los orbitales de Nilsson apropiados para la región $90 \leq A \leq 100$, los parámetros κ y μ del Hamiltoniano de Nilsson se tomaron de forma tal de dar una descripción tanto correcta como posible del ordenamiento de los niveles de neutrón independiente, e.g., $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$. Por lo tanto usamos $\mu_n = 0.22$, $\kappa_n = 0.060$ para la capa del oscilador $N=4$, y $\mu_n = 0.35$, $\kappa_n = 0.066$ para la capa $N=5$ [Rag70]. Esta parte del esquema de niveles de Nilsson se muestra en la Fig. 1.2. La curva gruesa señala el nivel donde los dos neutrones "extra" arriba de $N = 56$ estarían moviéndose si usáramos una distribución de Fermi definida para los neutrones. Inspeccionando atentamente la figura, queda más claro qué orbitales $|\Omega_1\rangle$ y $|\Omega_2\rangle$ estarán cerca del nivel de Fermi en el cálculo de los elementos de matriz de acoplamiento dados por las Ecs. (1.12), (1.16) y (1.17).

En la mayor parte de las situaciones realísticas, los estados deformados intrusos de baja energía 0^+ serán una combinación lineal de muchos posibles estados de Nilsson de $4qp$. Sin embargo, en la práctica sólo contribuirá un pequeño número de componentes Ω_1 cercanos al nivel de Fermi que presenten grandes elementos de matriz de acoplamiento con las configuraciones esféricas.

Las energías de una quasipartícula están dadas en la Fig. 1.3 para el intervalo $-0.3 \leq \epsilon_2 \leq 0.4$. Observamos que los niveles cercanos a la energía de Fermi, es decir $E_{1qp} \cong \Delta \cong 1.2$ MeV son el $(\frac{1}{2}^+)_3$ ($\epsilon_2 \leq 0.1$) y el $(\frac{3}{2}^+)_3$ ($0.1 < \epsilon_2 < 0.4$), hallándose también a bajas energías los niveles $(\frac{3}{2}^+)_2$, $(\frac{1}{2}^+)_4$, $(\frac{9}{2}^+)_1$ (para $\epsilon_2 \leq 0.35$), así como los niveles $(\frac{5}{2}^+)_2$ y $(\frac{5}{2}^+)_3$.

Dado que el valor de equilibrio ϵ_2 asociado con el estado intruso no es bien conocido, los factores de reducción se calcularon para un número de orbitales cercanos al nivel de Fermi como función de la deformación cuadrupolar. De esta manera tendremos una mejor comprensión de la caída de este factor a partir de $\epsilon_2 = 0$.



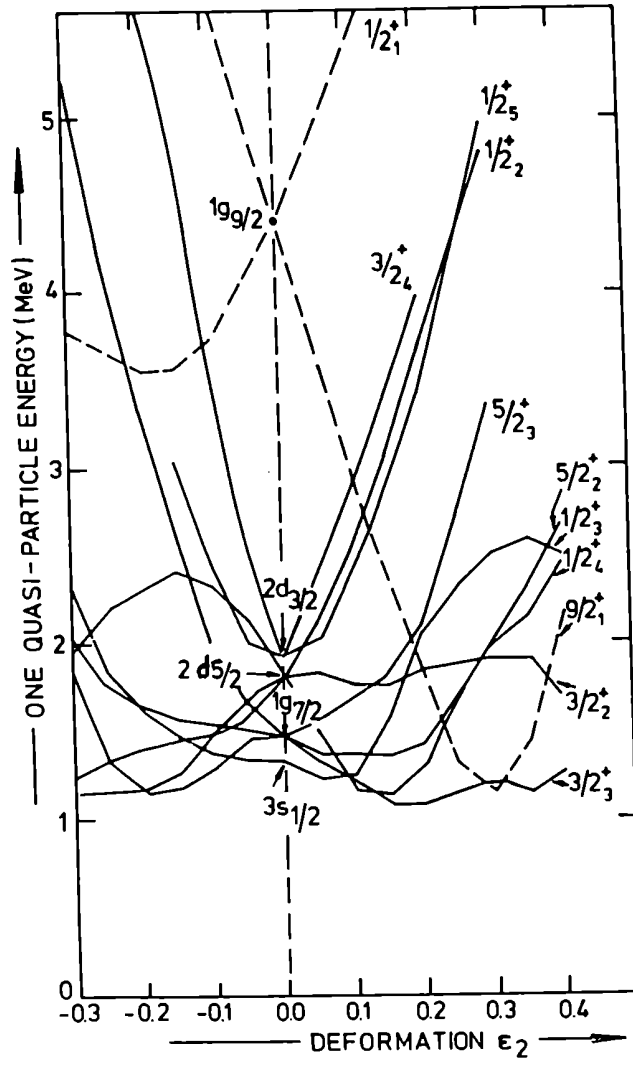


Figura 1.3: Energías de $1qp$ (E_{1qp}) denotadas por el número cuántico Ω_i . Para $\epsilon_2 = 0$ se indican las configuraciones esféricas.

Para el ^{98}Zr sólo consideramos los cinco orbitales $(\frac{1}{2}^+)_i$ ($i = 1, \dots, 5$), y en la Fig. 1.4 graficamos el factor $R(^{98}\text{Zr})$. Cerca de $\epsilon_2 \simeq 0$ aparece con más baja energía el orbital $(\frac{1}{2}^+)_3$ proveniente del orbital esférico $3s_{1/2}$, y $R \cong 1$.

Desde $\epsilon_2 \simeq 0.05$ se observa una muy rápida caída en R . Para el nivel $(\frac{1}{2}^+)_4$, proveniente del orbital esférico $1g_{7/2}$, tenemos a partir de $\epsilon_2 \cong 0.10$ una continua caída de R hasta un valor de $R \cong 0.20$ en la región $0.3 \leq \epsilon_2 \leq 0.4$. El incremento en el nivel $(\frac{1}{2}^+)_5$ indica que, a grandes valores de ϵ_2 , este estado se compone principalmente

de $3s_{1/2}$. No obstante, la muy elevada energía de una-quasipartícula $E_{(\frac{1}{2}^+)_5}$ (mayor que 5 MeV), para los valores altos de ϵ_2 , impedirá que esta componente contribuya de una manera importante al estado deformado 0^+ en la Ec. (1.9). Por lo tanto, la línea gruesa en la Fig.1.4 representará el factor de reducción $R(^{98}\text{Zr})$ que acopla la componente esférica con la intrusa. Una reducción de la mitad en el elemento de matriz de acoplamiento, requiere sólo un $\epsilon_2 \cong 0.1$, en concordancia con el carácter transicional del ^{98}Zr .

Por otro lado, deberíamos tener en cuenta los cambios en los resultados mencionados debidos a que los orbitales de Nilsson también contienen la componente esférica $2d_{5/2}$. La función de onda para los neutrones fue construida con el orbital $2d_{5/2}$ completo a modo de un carozo de seis partículas, no permitiendo componentes $2d_{5/2}$ en los más altos estados de Nilsson $|\Omega >$. A fin de tener esto en cuenta, renormalizamos los estados de Nilsson $|\Omega >$ a la unidad después de excluir en cada caso la parte esférica $2d_{5/2}$. El resultado recalculado de la Fig. 1.4 se muestra en la Fig. 1.5. La curva asociada con el orbital $(\frac{1}{2}^+)_2$ es espuria, puesto que este orbital de Nilsson se compone principalmente del orbital $2d_{5/2}$ y por ende debe ser descartada.

En el caso del ^{100}Zr , dos de los neutrones de valencia ocupan el orbital $3s_{1/2}$ y los otros dos, pueden hallarse en la configuración $(1g_{7/2})_{0+}^2$ o en la $(2d_{3/2})_{0+}^2$:

$$|SM(1); 0^+ > = |\pi : (2p_{1/2})_{0+}^2 \nu : [(2d_{5/2})_{0+}^6 (3s_{1/2})_{0+}^2 (2d_{3/2})_{0+}^2] >, \quad (1.18)$$

$$|SM(2); 0^+ > = |\pi : (2p_{1/2})_{0+}^2 \nu : [(2d_{5/2})_{0+}^6 (3s_{1/2})_{0+}^2 (1g_{7/2})_{0+}^2] >. \quad (1.19)$$

Mediante la Ec. (1.17) calculamos el factor de reducción para todos los posibles estados de Nilsson de cuatro partículas $|\Omega_1, -\Omega_1, \Omega_2, -\Omega_2 >$ donde Ω_1 y Ω_2 son orbitales cercanos al nivel de Fermi. En la Fig. 1.6 graficamos el factor de reducción $R(^{100}\text{Zr})$ correspondiente a $\langle \text{Intr.}; 0^+ | V_{\pi\pi} | SM(1); 0^+ >$ para diversas combinaciones (Ω_1, Ω_2) .

Observamos una gran caída de R , en particular para la configuración $((\frac{1}{2}^+)_4, (\frac{3}{2}^+)_4)$ que reduce el valor esférico del elemento de matriz de acoplamiento en un factor 5. Otras configuraciones también cercanas al nivel de Fermi dan aún mayores factores de reducción ($R \cong 0.1$). Entonces, en el caso más general, si el estado deformado está constituido por más de una componente (Ω_1, Ω_2) en la región de gran deformación ($0.3 \leq \epsilon_2 \leq 0.4$), se obtiene un factor de reducción $R < 0.2$, en concordancia con la

situación experimental.

Para la configuración de neutrones $\nu : (3s_{1/2})_{0+}^2 (1g_{7/2})_{0+}^2$ (Fig. 1.7) obtenemos conclusiones completamente similares. En la Fig. 1.6, la componente $((\frac{1}{2}^+)_{5}, (\frac{3}{2}^+)_{4})$ provee un factor de reducción R creciente, debido a que esta configuración de Nilsson de cuatro partículas coincide muy bien con la configuración esférica $(3s_{1/2})_{0+}^2 (2d_{3/2})_{0+}^2$. Sin embargo, como la deformación es disparada por la polarización de neutrones al orbital $1g_{7/2}$ (ver Cap. 3), la componente $(3s_{1/2})_{0+}^2 (2d_{3/2})_{0+}^2$ será muy pequeña.

En las Figs. 1.8 y 1.9 calculamos el factor de reducción $R(^{100}\text{Zr})$ pero empleando ahora orbitales de Nilsson renormalizados, excluyendo la componente esférica $2d_{5/2}$. Hemos quitado aquí las componentes espurias, donde una partícula permanece en un orbital de Nilsson con componente principal $\nu(2d_{5/2})$, a fin de no complicar demasiado las figuras.

En los cálculos del factor de reducción para $^{98,100}\text{Zr}$, hemos considerado la reducción debida a la deformación de neutrones como la causa principal de la reducción observada experimentalmente. Como bosquejamos en la sección anterior, también los orbitales de protones se encuentran deformados. Pero la mezcla de los orbitales deformados de más baja energía para $Z = 40$ (i.e., los estados más bajos de Nilsson $\frac{1}{2}^+$ en la Fig. 1.2) con los otros orbitales $N=4$ es pequeña.

Considerando la configuración excitada de protones en $^{98,100}\text{Zr}$ como el orbital de Nilsson $\frac{1}{2}^+ [440]$, el estado intruso 0_2^+ de la Ec. (1.9) se puede escribir como

$$| \pi : (P_{M=0}^{J=0} | \frac{1}{2}^+ [440], -\frac{1}{2}^+ [440] >) \nu : (2d_{5/2})_{0+}^6 (P_{M=0}^{J=0} | \Omega - \Omega >) > . \quad (1.20)$$

Mediante la expansión del orbital $\frac{1}{2}^+ [440]$,

$$| \frac{1}{2}^+ [440] > = \sum_j c_{j, \frac{1}{2}^+ [440]} | j, \frac{1}{2}^+ >, \quad (1.21)$$

el elemento de matriz de acoplamiento entre la configuración esférica (Ec. (1.8)) y la intrusa resulta

$$\sum_j c_{j, \frac{1}{2}^+ [440]}^2 < (j)^2 0^+ | V | (2p_{1/2})^2 0^+ > R, \quad (1.22)$$

donde R es el factor de reducción para neutrones hallado en las Ecs. (1.13) y (1.17) para el ^{98}Zr y el ^{100}Zr respectivamente.

A partir de un elemento de matriz de apareamiento para la interacción de dos cuerpos, y determinando su intensidad G a través del valor empírico

$$< (2p_{1/2})^2 0^+ | V | (1g_{9/2})^2 0^+ > \cong -0.8 \text{ MeV},$$

deducimos $G = -0.36 \text{ MeV}$ y podemos entonces calcular los otros elementos de matriz $< (j)^2 0^+ | V | (2p_{1/2})^2 0^+ >$ con $j = 1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}$ y $3s_{1/2}$.

Con esto evaluamos la expresión (1.22) con el factor de reducción R normalizado al elemento de matriz original

$$< (2p_{1/2})^2 0^+ | V | (1g_{9/2})^2 0^+ > .$$

Estos números se presentan en la Tabla 1.1. Los factores de reducción reales serán probablemente más cercanos a estos últimos valores que aquellos que contienen solamente la contribución de $1g_{9/2}$. Puede verse que los otros orbitales $(1g_{7/2}, \dots)$ renormalizan ligeramente el factor de reducción de protones en el sentido de no producir reducción. Por lo tanto, todas las ordenadas en las Figs. 1.4-1.9 deberían ser multiplicadas por este factor cuando incluimos esta ligera modificación debida a la deformación de protones.

Tabla 1.1: Factor de reducción adicional debido a la deformación de protones, expresado por $c_{1g_{9/2}, \frac{1}{2}^+[440]}^2$ (primera fila), o tomando en cuenta la configuración $\frac{1}{2}^+[440]$ completa. Aquí R está definido por $R = \sum_j c_{j, \frac{1}{2}^+[440]}^2 < (j)^2 0^+ | V | (2p_{1/2})^2 0^+ > / < (1g_{9/2})^2 0^+ | V | (2p_{1/2})^2 0^+ > .$

ϵ_2	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40
$c_{j, \frac{1}{2}^+[440]}^2$	1	0.99	0.96	0.92	0.86	0.81	0.75	0.68	0.64
R	1	0.99	0.99	0.98	0.96	0.95	0.93	0.91	0.89

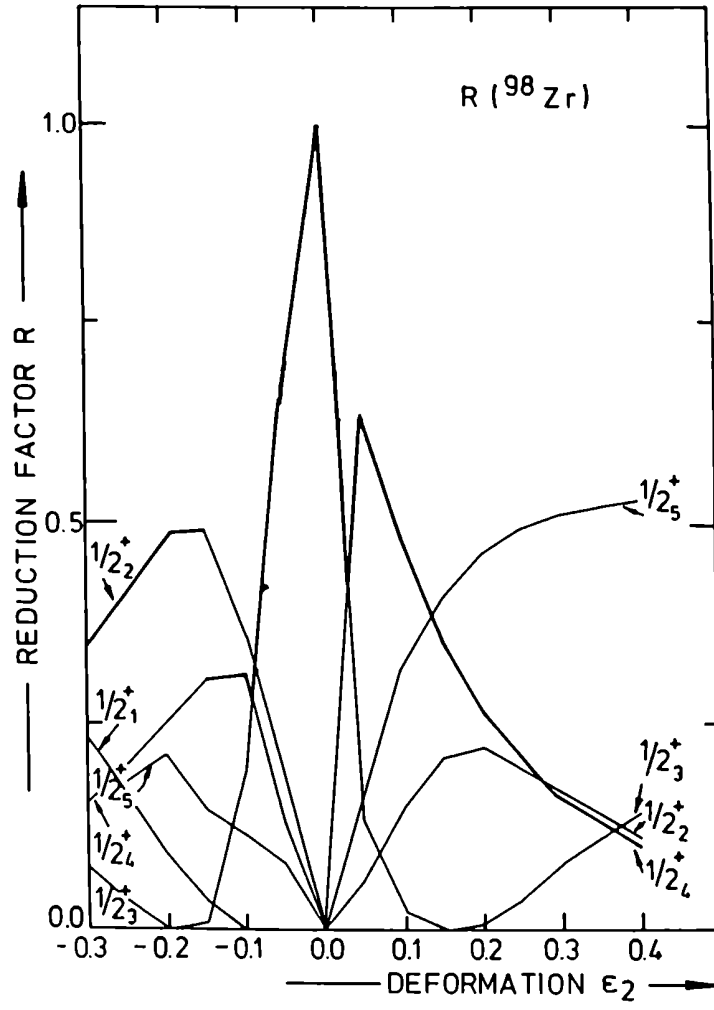


Figura 1.4: Factor de reducción $R(^{98}\text{Zr})$ dado por la Ec. (1.13) para los cinco orbitales de Nilsson $1/2^+$. La línea gruesa indica el particular nivel $1/2^+$ que tiene la más baja E_{1qp} . El incremento del nivel $(1/2^+)_5$ para deformaciones proladas refleja el hecho de que este orbital contiene principalmente la componente esférica $3s_{1/2}$.

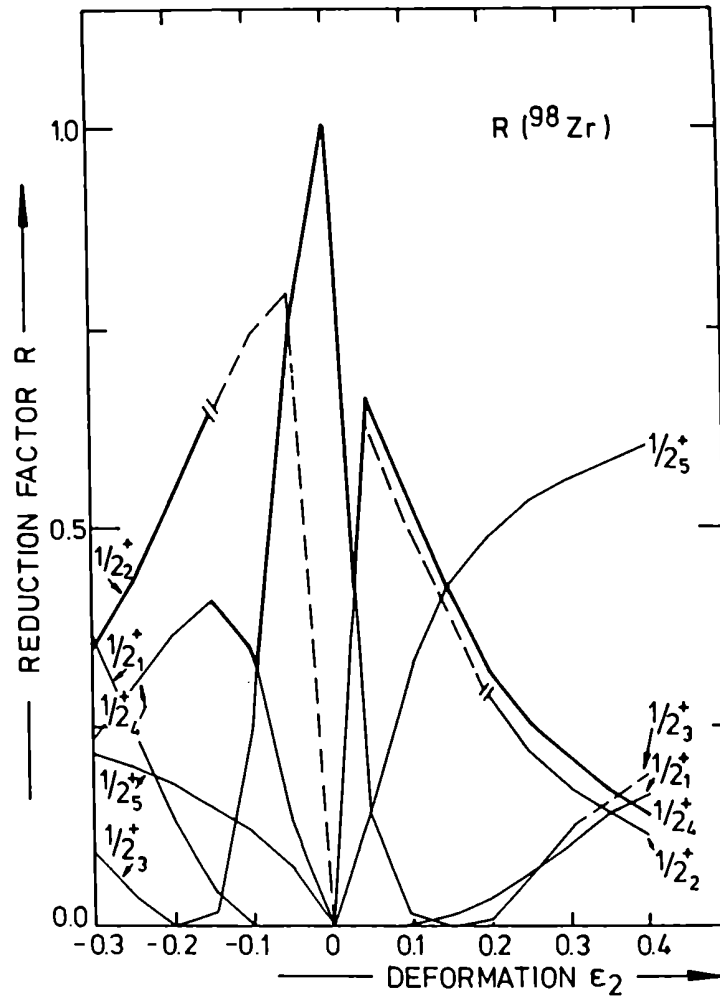


Figura 1.5: El mismo factor de reducción $R(^{98}\text{Zr})$ de la Fig. 1.4, pero excluyendo de los orbitales de Nilsson la componente esférica $2d_{5/2}$. La línea rayada indica el nivel constituido principalmente ($\geq 80\%$) por la configuración esférica $2d_{5/2}$ y que, por lo tanto, es espurio.

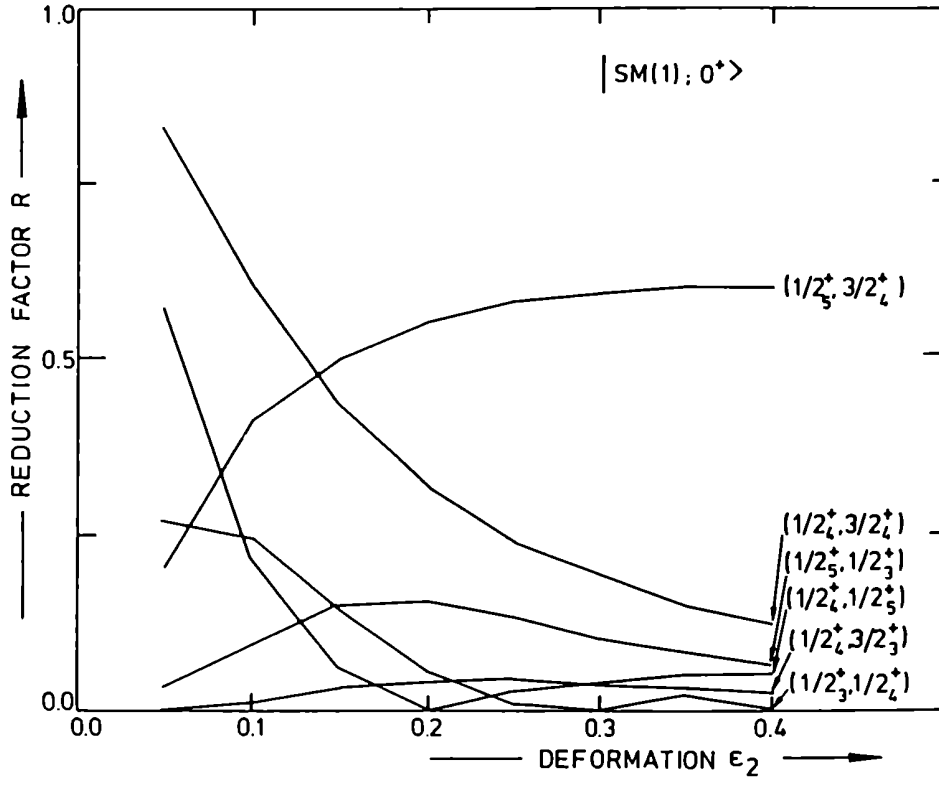


Figura 1.6: Factor de reducción $R(^{100}\text{Zr})$ dado por la Ec. (1.17) en la configuración esférica $|SM(1); 0^+ \rangle$ de la Ec. (1.18), calculado para un número de configuraciones de Nilsson de cuatro partículas $|\Omega_i - \Omega_i \Omega_j - \Omega_j| >$ cerca del nivel de Fermi. El incremento para $(1/2_5^+, 3/2_4^+)$ se debe a que esta configuración está compuesta principalmente por la configuración esférica $(3s_{1/2} 2d_{3/2})$ cuando aumenta ϵ_2 .

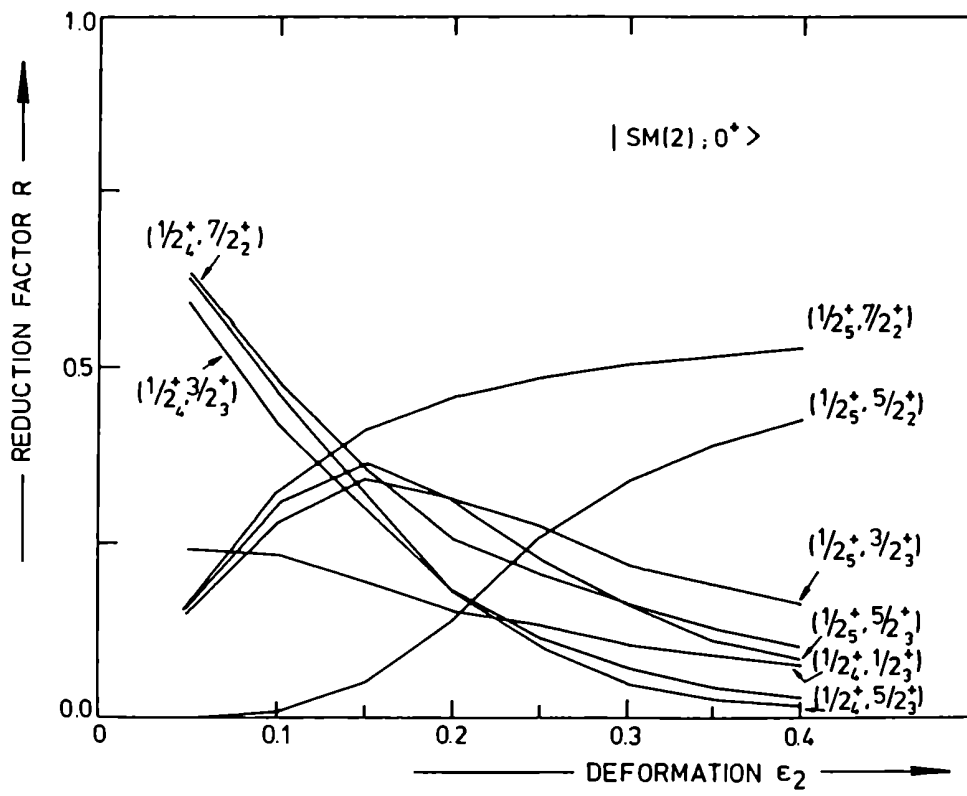


Figura 1.7: Como la Fig. 1.6 pero ahora con la configuración esférica $|SM(2); 0^+>$ de la Ec. (1.19).

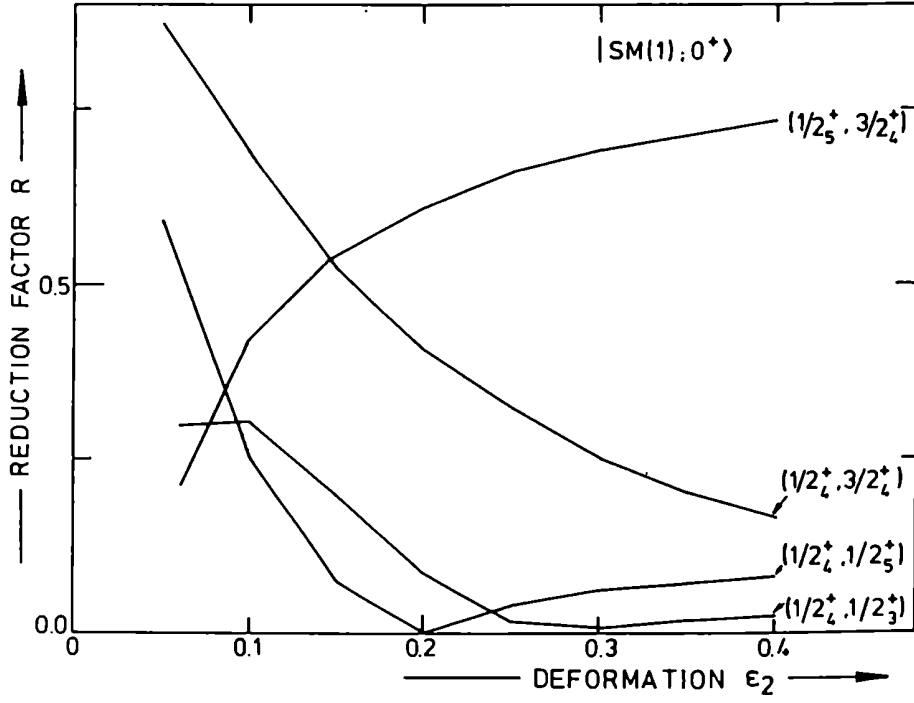


Figura 1.8: Como la Fig. 1.6 pero ahora con orbitales de Nilsson en los cuales la componente esférica $2d_{5/2}$ ha sido excluida (con la subsecuente renormalización a 1). Los factores de reducción correspondientes a configuraciones principalmente espurias han sido eliminados.

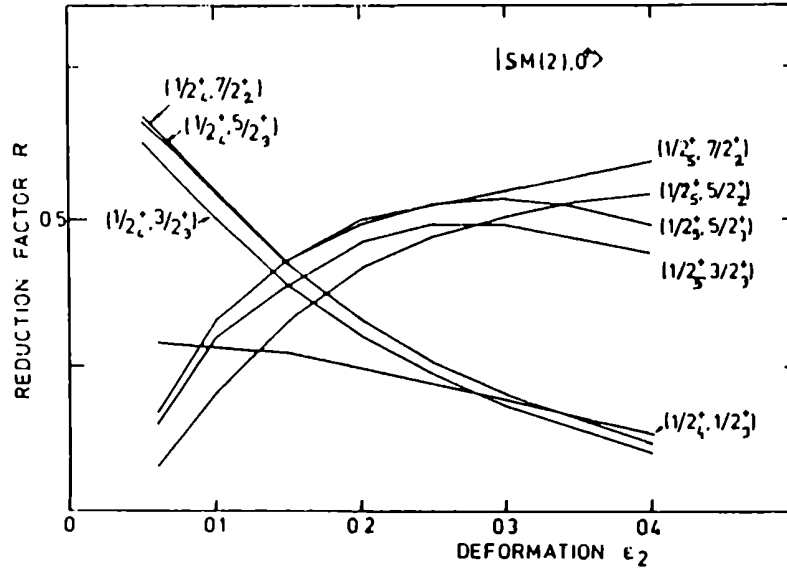


Figura 1.9: Factor de reducción $R(^{100}\text{Zr})$, para la configuración esférica $|SM(2); 0^+ >$ de Fig.1.7, pero otra vez con la funciones de onda de Nilsson renormalizadas después de excluir la componente esférica $2d_{5/2}$.

Capítulo 2

Mezcla de estados 0^+ en la región $A \simeq 100$

2.1 Introducción

La abrupta transición de forma esférica a deformada está completa para $N = 60$, y es particularmente notable en los isótopos del $_{38}\text{Sr}$ y $_{40}\text{Zr}$, lo cual puede ser atribuido a efectos de las subcapas $Z = 38, 40$ y $N = 56$ [Fed77, Fed78, Fed79, Ben84]. La aparición del estado 0_2^+ a tan baja energía es un rasgo único de esta región y no puede ser asociado de una manera simple a excitaciones colectivas del carozo en modelos colectivos. Esto mismo sucede para el $_{42}^{102}\text{Mo}$, $_{44}^{104}\text{Ru}$ y $_{46}^{106}\text{Ru}$. La aparición del estado 0_2^+ a muy baja energía de excitación ha sido interpretada como evidencia de la coexistencia de forma [Sch80] o de formas asimétricas en Sr y Zr [Kha77, Kha78], mientras que los Mo y Ru se interpretaron como rotores asimétricos [Shi83, Süm80].

La estructura de ^{98}Sr y ^{100}Zr ha sido reinterpretada a partir de descartar la triaxialidad en el ^{100}Zr [Who86]. Las fuertes semejanzas entre los patrones de decaimiento γ para los estados 2_2^+ de ambos núcleos sugieren similares estructuras. Ambos isótonos se analizaron en términos de coexistencia entre una banda esférica (componente principal de los estados 0_2^+ y 2_2^+) y una banda prolada (principal componente de la banda *grast*). En el análisis de las bandas es crucial la medición de las vidas medias para los niveles 2_1^+ y 0_2^+ . En la Fig. 2.1 se presenta un esquema

de niveles y probabilidades de transición experimentales. Es importante notar que los recientes trabajos experimentales discrepan en los valores de $T_{1/2}$ medidos. Por ejemplo, el valor de $B(E2)$ de la banda *yrast* es menor en el ^{100}Sr que en el ^{98}Sr [Mac89], sugiriendo una mayor deformación para este último [Ohm87]. Sin embargo, si nos basamos en sistemáticas de $B(E2)$ [Ram88,Ram91], es improbable que el valor de 79 W.u. para el ^{100}Sr sea correcto. Estas sistemáticas predicen un valor de $B(E2)$ para ^{100}Sr de ~ 120 W.u. Esta predicción (con un error de $\sim 15\%$) implica deformaciones semejantes para ^{98}Sr y ^{100}Sr .

En este capítulo analizaremos la mezcla de los estados 0^+ en términos del modelo fenomenológico de coexistencia de 2 estados. Un amplio estudio, así como el alcance de aplicación de estos modelos, puede hallarse en la Ref. [Car88]. Evaluaremos la mezcla de los estados 0^+ utilizando resultados del Cap. 1 para el ^{100}Zr , y calcularemos probabilidades de transición electromagnéticas $B(E2)$ y $\rho(E0)$.

2.2 Modelo de coexistencia de dos estados

Para el ^{100}Zr vamos a expresar el estado físico fundamental y el primer excitado como combinaciones lineales de estados que forman una base ortonormal de nuestro espacio de dimensión 2: los estados, definidos en el Cap. 1, $|SM; 0^+ \rangle$ e $|Intr.; 0^+ \rangle$ (cabezas de banda esférica y deformada, respectivamente).

$$|0_1^+ \rangle = \cos \theta |Intr.; 0^+ \rangle + \sin \theta |SM; 0^+ \rangle, \quad (2.1)$$

$$|0_2^+ \rangle = -\sin \theta |Intr.; 0^+ \rangle + \cos \theta |SM; 0^+ \rangle. \quad (2.2)$$

El modelo supone entonces la mezcla de los estados base a fin de formar las funciones de onda del estado físico fundamental y del primer excitado.

De (2.1) y (2.2) obtenemos la energías de las cabezas de banda intrusa y esférica:

$$E(Intr.; 0^+) = E(0_2^+) \sin^2 \theta, \quad (2.3)$$

$$E(SM; 0^+) = E(0_2^+) \cos^2 \theta, \quad (2.4)$$

y el elemento de matriz no diagonal que mezcla ambas cabezas de banda:

$$\langle Intr.; 0^+ | V | SM; 0^+ \rangle = \frac{E(0_2^+)}{2} \sin 2\theta. \quad (2.5)$$

Con el elemento de matriz $\langle Intr.; 0^+ | V | SM; 0^+ \rangle$ que obtuvimos en el Cap. 1 (Ecs. (1.16) y (1.17)) evaluaremos el ángulo de mezcla θ como función del parámetro de deformación $\epsilon_2 (\simeq \beta$ [Gus67]). En la Tabla 2.1 se comparan favorablemente estos valores, para un rango de deformaciones plausibles ($0.3 \leq \beta \leq 0.4$), con valores obtenidos en trabajos experimentales. En estos trabajos, los valores de θ se obtienen básicamente a partir de mediciones de $B(E2)$ y $\rho(E0)$. Por ejemplo, en [Mac89] se utilizan sólo las intensidades de transición $E0$ y $E2$ para deducir, con un modelo de coexistencia de dos estados análogo al presentado aquí, un coeficiente de mezcla de $\theta = 22^\circ$ con un parámetro de deformación $\beta = 0.34$. En [Sch80], para el ^{98}Sr se supone un rotor rígido simétrico para la banda intrusa y se utilizan los niveles 4_1^+ y 6_2^+ para deducir mezclas de estados ($\theta = 25^\circ$). En [Kha78] se determinan parámetros del modelo VM1 [Mar69] y, sin considerar mezcla de estados 2^+ , se halla $\theta = 27^\circ$. En el trabajo de [Hil88] se consideran diferentes variantes del modelo de dos estados incluyendo la mezcla de estados 2^+ , obteniéndose $\theta = 14^\circ$, $\theta = 21^\circ$, $\theta = 23^\circ$.

Los resultados que obtenemos en el presente trabajo (ver Tabla 2.1), nos indican que en el límite de fuertes deformaciones obtenemos una no muy fuerte mezcla de estados 0^+ .

Tabla 2.1: Valores del ángulo de mezcla θ para el ^{100}Zr obtenidos mediante (2.5) para dos valores de deformación $\epsilon_2 \simeq \beta$, y comparados con otros trabajos

	[Kha78]	[Hil88]			[Mac89]	Presente Trabajo
β	0.32	0.38	0.43	0.32	0.34	0.30 – 0.40
θ	27	14	21	23	22	15 – 38

Suponiendo una banda intrusa con deformación cuadrupolar, y que las transiciones $E2$ a los estados 0_1^+ o 0_2^+ se deben sólo a la componente intrusa, obtenemos de (2.1) y (2.2):

$$B(E2, 2_1^+ \longrightarrow 0_1^+) = B(E2, 2_{intr.}^+ \longrightarrow 0_{SM}^+) \cos^2 \theta \quad (2.6)$$

$$B(E2, 2_1^+ \longrightarrow 0_2^+) = B(E2, 2_{intr.}^+ \longrightarrow 0_{SM}^+) \sin^2 \theta, \quad (2.7)$$

con

$$B(E2, 2_{intr.}^+ \longrightarrow 0_{SM}^+) = \frac{e^2}{16\pi} Q_{intr.}^2 \quad (2.8)$$

siendo $Q_{intr.}^2$ el momento cuadrupolar intrínseco de la banda intrusa. Del modelo colectivo [Boh75] se obtiene, a segundo orden en β ,

$$Q_{intr.}^2 = 0.757 Z R^2 \beta (1 + 0.360\beta) \quad (2.9)$$

con $R = 1.2A^{1/3}$ fm.

La transición $E0$ del estado 0_2^+ al 0_1^+ es diferente de cero debido a la mezcla de las dos bandas. El elemento de matriz monopolar resulta [Boh75], utilizando otra vez (2.1) y (2.2):

$$|\rho(E0, 0_2^+ \longrightarrow 0_1^+)| = \frac{3Ze}{8\pi} \beta_{intr.}^2 \sin 2\theta \quad (2.10)$$

donde tomamos estrictamente $\beta = 0$ para la banda esférica SM y la expansión del operador $E0$ se tomó hasta el segundo orden en β .

En la Tabla 2.2 se presentan los valores de $B(E2)$ y $\rho(E0)$ calculados con las Ecs. (2.6)-(2.10) para el ^{100}Zr y con los valores del ángulo de mezcla de la Tabla 2.1, comparados con valores medidos. Puede notarse un muy buen acuerdo entre los resultados y los datos experimentales.

Tabla 2.2: Probabilidades de transición $B(E2)$ y $\rho(E0)$ halladas mediante las Ecs. (2.6)-(2.10) para los dos valores de θ (o de β) de la Tabla 2.1 en el ^{100}Zr , y comparadas con resultados experimentales.

	[Kha78]	[Hil88]	[Mac89]	Pres. Trabajo
β	0.32	0.38	0.34	0.30 – 0.40
$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)(e^2b^2)$	0.17	0.24	0.22	0.15 – 0.18
(W.u.)	62	88	80	52 – 64
$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)(e^2b^2)$	0.22	0.19	0.18	0.00 – 0.10
(W.u.)	16	14	13	1 – 8
$ \rho(E0, 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) (e)$	0.49	0.22	0.30	0.21 – 0.37

Como es fácil advertir, el modelo empleado para calcular el elemento de matriz que mezcla las configuraciones esféricas e intrusas no es aplicable a los Sr debido a que el carozo considerado es, precisamente, el ^{94}Sr (ver Cap. 1). A fin de extender el modelo a los Sr deberíamos "romper" el carozo $Z = 38$ e incluir el orbital esférico $2p_{3/2}$ [Fed84] y tal vez el $1f_{5/2}$. La transición en los Sr es más abrupta que en los Zr, y la deformación de protones puede jugar un importante rol. La configuración de neutrones de valencia, para el estado esférico del Modelo de Capas y para el estado intruso, es equivalente a la de los Zr tratada en el capítulo anterior. En las configuraciones de Nilsson para protones, además de $\frac{1}{2}^+[440]$ aparecen los niveles $\frac{3}{2}^- [301]$ y $\frac{3}{2}^+ [431]$, con lo cual el modelo empleado en estos capítulos deja de ser de simple aplicación. Además, el problema del carozo para los protones es muy delicado. En el capítulo siguiente estudiaremos conjuntamente a los Sr, Zr y Mo mediante el modelo de campo medio de IIFB, con el fin de analizar el rol de las órbitas por debajo del *gap* $Z = 38$.

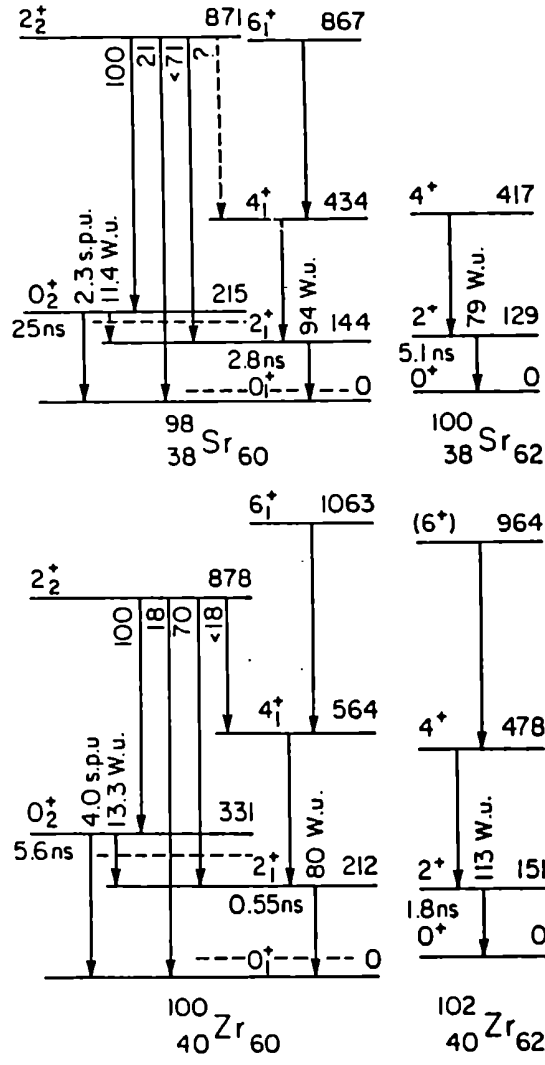


Figura 2.1: Bandas observadas en los isótonos $N = 60, 62$ del Sr y Zr [Mac89]. Para los niveles 2_1^+ y 0_2^+ , los valores de $B(E2)$ en W.u. y de $\rho^2(E0)$ en unidades de partícula independiente, corresponden a las $T_{1/2}$ indicadas. Para los niveles 2_2^+ sólo se dan valores relativos de las $B(E2)$. Las líneas entrecortadas corresponden a las energías $E(\text{Intr.}; 0^+)$ y $E(\text{SM}; 0^+)$ de las bandas intrusa y esférica (Modelo de Capas) (ver Ecs. (2.3) y (2.4), Sec. 2.2.).

Capítulo 3

Mecanismo de la deformación en las regiones $A \simeq 80$ y $A \simeq 100$

3.1 Introducción

La deformación nuclear, además de ser observada en la región rica en neutrones $A \simeq 100$, ha sido encontrada en la región muy deficiente en neutrones $A \simeq 80$ [Bad88]. Dentro de la primera región, se ha observado transición de forma en los isótopos del Sr, Zr y Mo. La transición es más abrupta en los Sr y, para los tres casos, se completa para $N = 62$. Los estudios de sistemáticas colectivas para masa $\simeq 80$ [Tab86] indican la aparición de deformación en esta región. Más recientemente se observó deformación para varios núcleos deficientes en neutrones (^{76}Sr , ^{78}Sr , ^{80}Sr , ^{80}Zr , ^{82}Zr y ^{84}Mo), sugiriendo otra transición alrededor de $N = 42$.

Algunos cálculos para estudiar la deformación en el ^{80}Zr han sido recientemente efectuados a través de Hartree-Fock dependiente de la densidad (DDHF) con interacciones tipo Skyrme [Zhe91], mediante cálculos convencionales de HF con una interacción de Kuo y Brown modificada [Sah88,Sah90], o mediante una aproximación de campo medio relativista [Mah92].

La transición de forma esférica a deformada en los isótopos pesados del Zr ya fue estudiada microscópicamente años atrás dentro del esquema del Modelo de Capas [Fed79]. Se demostró que la aparición de la deformación está fuertemente

correlacionada con la polarización de neutrones y protones de valencia a orbitales compañeros spin-orbita $1g_{7/2}$ y $1g_{9/2}$ respectivamente, resultante de la fuerte interacción n-p en los estados 3S . Cálculos de HFB [Fed78,Fed79] para isótopos del Mo corroboran esta descripción.

Una cantidad de datos experimentales (energías de los estados 2_1^+ y cocientes de probabilidades de transición) han sido recientemente correlacionados en términos del simple esquema $N_p N_n$ (producto de protones y neutrones de valencia) [Cas85,Cas90]. Esta parametrización enfatiza también el rol de la interacción n-p en la producción de la deformación. En otros cálculos de HFB para la región rica en neutrones [Kho82,Kum85] se obtiene un importante incremento en la ocupación del orbital $1h_{11/2}$ (que también exhibe un fuerte solapamiento espacial con $1g_{9/2}$). En otro reciente desarrollo [Naz88] también se concluye que el orbital $1h_{11/2}$ es el responsable primario del encendido de la deformación. Por otra parte, hay quienes señalan [Li91] que la interacción n-p sólo polariza los nucleones a orbitales con fuerte solapamiento pero de la misma paridad. Trataremos de arrojar algo de luz sobre esta controversia más adelante (ver Sec. 3.3).

En esta capítulo investigaremos la posibilidad de una descripción microcópica común para la transición de forma en las dos regiones consideradas — muy rica en neutrones ($A \simeq 100$) y muy deficiente en neutrones ($A \simeq 80$) — a través del modelo de HFB axialmente simétrico [Goo76,Goo79,Rin80] (ver Apéndice B). Tal descripción no sólo es posible sino que es natural. Creemos que la misma física subyace al encendido de la deformación en ambas regiones: al parecer, las correlaciones n-p, fuertemente favorecidas por la población de orbitales con buen solapamiento, llevan a una caída de las configuraciones intrusas, las cuales devienen estados fundamentales deformados.

3.2 Espacio del modelo e interacciones

Hemos realizado cálculos empleando diferente carozos (y por ende, diferentes espacios de valencia) con el objeto de estudiar el *mecanismo* del proceso de deformación. Aquí presentaremos los cálculos para Sr, Zr y Mo con el carozo $Z = N = 28$

para los isótopos mas livianos y con el carozo $Z = 28, N = 56$ para los más pesados.

Tanto para determinar las interacciones efectivas a emplear como para tener mayor "sensibilidad" en los posibles espacios de valencia, preliminarmente efectuamos cálculos del Modelo de Capas para $^{93}_{37}\text{Rb}$, $^{95}_{39}\text{Y}$, $^{95}_{38}\text{Sr}$, $^{94}_{38}\text{Sr}$ con distintos carozos e interacciones efectivas. Los cálculos fueron realizados con el código del Modelo de Capas OXBASH [Oxb]; para obtener elementos de matriz de algunas interacciones a partir de las componentes central, spin-órbita y tensorial, empleamos el código de Ref. [Etc89a]. Utilizamos las interacciones de True y Schiffer [Tru76], de Hosaka [Hos85], y una interacción efectiva para los isótonos $N = 50$ [Xia88]. Las últimas dos interacciones presentan elementos de matriz de apareamiento muy poco confiables. Los resultados obtenidos con las tres interacciones fueron insatisfactorios. Las energías de excitación obtenidas no se corresponden con las experimentales [Mac90] y, por ejemplo, en el ^{93}Rb no se reproduce ni siquiera el estado fundamental. La interacción de Hosaka fue usada anteriormente [Etc89b] en cálculos del Modelo de Capas para los Zr muy pesados. Nosotros realizamos cálculos de HFB con esta interacción y observamos su poca utilidad: por ejemplo, para los elementos diagonales de la matriz de HFB se obtienen resultados ridículos.

En otros cálculos de HFB [Kho82,Kum85] se han empleado la interacción separable de apareamiento más término cuadrupolar [Kis63,Bar68], la interacción de Gogny [Gog80,Gog84] aplicada a estados de alto spin y superdeformación [Egi93,Ber93], la matriz de Brueckner G [Goo76], y la fuerza de Skyrme [Rin80]. También, como mencionamos en la Sec. 3.1, recientemente se efectuaron cálculos de HF para la región $A = 80$ [Sah88,Sah90] con una interacción de Kuo y Brown modificada [Aha85], y de DDHF con interacciones de Skyrme [Zhe91].

Los cálculos que presentaremos se hicieron empleando la simple interacción δ superficial (SDI) [Bru77] como en estudios anteriores de HFB para los Mo pesados [Fed78] (sobre espacios de valencia más reducidos). Esta interacción, amén de su simpleza, presenta ingredientes muy útiles. La SDI es la interacción de corto rango por antonomasia y, junto con la interacción de apareamiento, son las fuerzas que mejor representan la componente de corto rango de la fuerza nuclear. Además, puede verse que la interacción δ es equivalente al producto de una interacción radial por un operador dependiente del spin [Cas90]. Así, esta interacción es equivalente a una

interacción tensorial aun cuando su expansión multipolar contiene sólo multipolos pares. A pesar de su corto rango, la SDI tiene una componente monopolar que es independiente del ángulo formado por los momentos angulares de los dos nucleones. O sea que, al tener el mismo valor para todas las orientaciones relativas de j_1 y j_2 , lo tiene para todo J al que se acoplan los dos j_i . Por lo tanto, ésta es una componente de largo rango independiente de la separación angular de las partículas. Siendo constantes sus monopolos n-p, es incapaz de describir el movimiento de los niveles esféricos de partícula independiente como función del número de neutrones o protones. Tales efectos pueden ser importantes en la descripción del punto exacto en el cual la deformación aparece. Por lo tanto, tenemos que tener en cuenta que nuestros resultados deben analizarse desde una perspectiva más cualitativa aunque con los ingredientes físicos necesarios para entender el mecanismo del proceso de deformación.

La interacción δ permite estudiar la contribución isoescalar ($T=0$) y la isovec-torial ($T=1$) separadamente. En la Ref. [Fed78] se tomaron los parámetros de intensidad para cada canal como $A_0 = 0.6$ MeV y $A_1 = 0.35$ MeV. Estos valores reproducen razonablemente bien los elementos de matriz para la región de masa $\simeq 90$ -100 [Glo74,Glo75]. Estos parámetros fueron ligeramente modificados para la región de masa $\simeq 80$ de acuerdo con los argumentos dados por True y Schiffer [Tru76]. Estos autores muestran que la interacción promedio para los elementos de matriz con $T=0$ va como $(N_1 + N_2)^{-1}$, donde $N_i = 2(n_i - 1) + l_i$ denota al número cuántico del oscilador para la partícula i . Para $A \simeq 80$, los protones y neutrones de valencia están en la capa del oscilador $N=4$, y por lo tanto, $N_1 + N_2 = 8$. Para $A \simeq 100$, los neutrones de valencia están en la capa $N=5$ y los protones de valencia en $N=4$, con lo que $N_1 + N_2 = 9$. En el mismo trabajo se muestra que el promedio de los elementos de matriz con $T=1$ varía mucho más suavemente con los números cuánticos N_1 y N_2 (casi no varía en las regiones que nos ocupan). Basados en estos argumentos tomamos, para la región deficiente en neutrones, $A_0 = 0.65$ y $A_1=0.35$. En Refs. [Kir92,Kir93b] puede verse que los resultados que discutiremos más abajo no varían sustancialmente tomando $A_0 = 0.70$ y $A_1=0.35$.

Las energías de partícula independiente se tomaron como sigue. Para la región rica en neutrones, las tomamos del espectro del ^{95}Y , ^{89}Sr y ^{87}Rb [Led78,Mac90]

y supusimos su aplicabilidad para el carozo $N = 56$, como se discute en [Fed78]. Para la región deficiente en neutrones, tomamos (tanto para neutrones como para protones) las mismas energías de partícula independiente que para los protones en la región $A \simeq 100$. Las energías empleadas se muestran en las Tablas 3.1 y 3.2.

Tabla 3.1: Energías de partícula independiente empleadas en los cálculos de HFB para la región $A \simeq 100$.

Protones					Neutrones			
Orbital	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$
ϵ (MeV)	-0.14	0.00	0.69	1.58	0.00	1.13	1.64	3.00

Tabla 3.2: Energías de partícula independiente empleadas para protones y neutrones en los cálculos de HFB para la región $A \simeq 80$.

Protones y Neutrones				
Orbital	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$
ϵ (MeV)	-0.14	0.00	0.69	1.58

3.3 Energías de deformación

Hemos resuelto las ecuaciones de HFB por medio de iterativas diagonalizaciones, comparando las discrepancias entre la matriz ρ de una iteración con la obtenida en el paso anterior a través de un parámetro de convergencia de 0.02. Para cada núcleo efectuamos un cálculo esférico y uno deformado. Vamos a definir la energía de deformación como la diferencia entre las energías de HFB de las soluciones esférica y deformada. Estas energías de deformación se exhiben en la Fig. 3.1 para las tres series de isótopos consideradas. En todos los casos, las soluciones deformadas resultaron proladas.

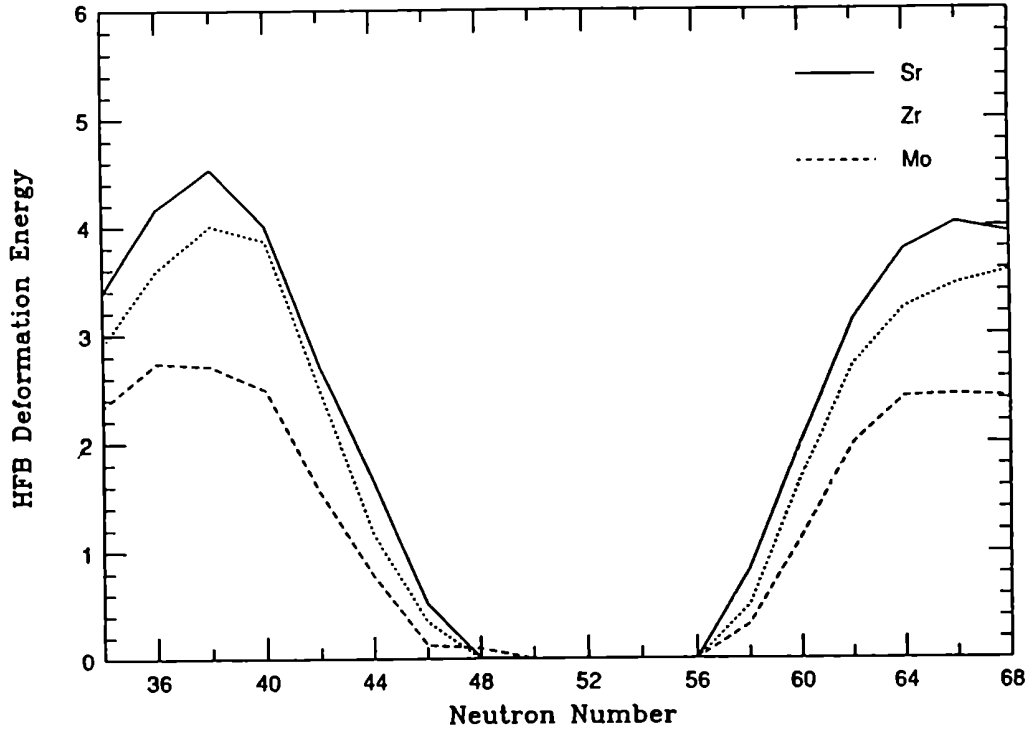


Figura 3.1: Energías de deformación (en MeV) calculadas para los isótopos pares del Sr, Zr y Mo. Desde $N = 34$ a 50 los cálculos se efectuaron con un carozo de $Z = N = 28$, y desde $N = 56$ a 68, con un carozo $Z = 28, N = 56$.

Dentro del método de HFB, un sistema mantendrá una forma de equilibrio deformada si la energía de deformación excede la energía asociada con el movimiento de punto cero (ZPE). En una teoría dinámica del movimiento colectivo, se podría calcular esta energía mediante el método generador de coordenadas (GCM) [Rin80] a partir de la ecuación de Hill-Wheeler [Hil53] o con HFB dependiente del tiempo (TDHFB) [Rin80].

Para un modelo estático, en un sistema deformado, la ZPE es el promedio de las energías de los modos vibracionales β y γ [Bar68]. Si quisiéramos estimar la ZPE mediante datos experimentales, necesitaríamos conocer las energías de las cabezas de banda β y γ . Estos datos aún no se conocen en las regiones que estamos tratando. Ambas energías vibracionales pueden *en principio* ser calculadas a partir de las soluciones de HFB en términos de un parámetro de inercia B y un parámetro de rigidez C (que provee una superficie de energía potencial cuadrática) para formar un hamiltoniano de tipo Bohr. No obstante, hay distintos parámetros B y C para los dos modos colectivos vibracionales. En una aproximación fenomenológica, podríamos evaluar la ZPE mediante $ZPE = \sqrt{B/C}$ siguiendo los lineamientos de Kumar [Kum67]. Sin embargo, esto no es válido, pues (como Kumar discute en su artículo) para obtener la energía vibracional β en un núcleo deformado, primero hay que construir el espectro rotacional desde el hamiltoniano de Bohr. En esto aparece una serie de términos, uno de los cuales es importante para la rotación, y sin el cual se obtiene un espectro puramente vibracional, por lo que $\sqrt{B/C}$ sería la energía del fonón cuadrupolar. Para determinar este término fenomenológicamente, se necesita a su vez ajustar la energía de la banda β , con lo cual no podemos usar este método para predecir la energía de vibración β .

Por lo tanto, para calcular estos parámetros a partir de nuestras soluciones de HFB, necesitaríamos un cálculo de HFB con vínculo cuadrupolar con el cual podríamos "mapear" la superficie de energía potencial. Alternativamente, se podría intentar un tratamiento TDA o RPA de quasipartícula para calcular las energías intrínsecas de las vibraciones β y γ . Estos métodos están en proceso de elaboración y no se presentarán en esta tesis. Sin embargo, al no contar con datos experimentales, y en el espíritu de este capítulo (ver discusión en pág. 36), tomaremos la energía asociada con el movimiento del punto cero de la siguiente manera. De la sistemática a

través de la tabla periódica, sabemos que las vibraciones β y γ tienden a hallarse en la región de energía comprendida entre 1.0 y 1.5 MeV. En base a esto concluimos que cualquier sistema con una energía de deformación superando los 1.5 MeV debería estar probablemente deformado. Usaremos esta estimación cualitativa en las discusiones siguientes.

Como se puede apreciar en la Fig. 3.1, para las tres cadenas de isótopos se predicen transiciones de forma en ambas regiones consideradas. En la región rica en neutrones, la transición de forma esférica a deformada ocurre para $N = 60$, mientras que en la región más liviana ocurre para $N = 42$.

De acuerdo con la situación experimental [Bad88], la transición en la región más pesada es más fuerte para los isótopos del Sr y más débil en los Mo, con los isótopos del Zr ubicados entre estos extremos. Los datos experimentales para la región deficiente en neutrones son escasos. No obstante, también aquí encontramos una deformación mayor para los Sr y menor para los Mo. En la Fig. 3.2 se muestran los valores calculados del parámetro de deformación β como función del número de neutrones para ambas regiones. Estos valores reproducen medianamente la no muy abundante sistemática experimental.

En ambas regiones, nuestros cálculos predicen que la deformación se extiende sobre varios núcleos, en concordancia con los datos disponibles. Nótese sin embargo que la región de deformación es más amplia para los núcleos más pesados que para los más livianos. Como veremos más abajo, esto tiene una explicación natural y microscópica en términos de órbitas dominantes que producen correlaciones deformadas.

Examinando los números de ocupación en las Tablas 3.3-3.8 se hace evidente que, para los isótopos ricos en neutrones, la deformación es disparada por la polarización de neutrones y protones a órbitas compañeras spin-órbita $g_{7/2}$ y $g_{9/2}$, mientras que en la región deficiente en neutrones ésta está correlacionada con la polarización de neutrones y protones *al mismo orbital* $g_{9/2}$. Así, el mismo mecanismo físico parece subyacer al encendido de la deformación en ambas regiones. La deformación surge debido a las fuertes correlaciones entre neutrones y protones en orbitales con fuerte solapamiento espacial, de acuerdo a la regla de de Shalit-Goldhaber, para $\Delta l \simeq 0$ [Sha53,Fed79].

Además para las soluciones deformadas cerca de la región $Z = N = 40$, las proyecciones de menor m para $1g_{9/2}$ (cuyos resultados no presentamos aquí) son las más ocupadas a expensas de los orbitales $1f_{5/2}$ y $2p_{3/2}$. Esto es consistente con el método generador de coordenadas (GCM) utilizando HFB+BCS [Bon91]. También la solución deformada para $Z = N = 40$, como puede verse en la Tabla 3.4, corresponde casi a 6 neutrones y 6 protones en la órbita $1g_{9/2}$, lo que concuerda estupendamente bien con los resultados obtenidos mediante una aproximación relativista de campo medio [Mah92].

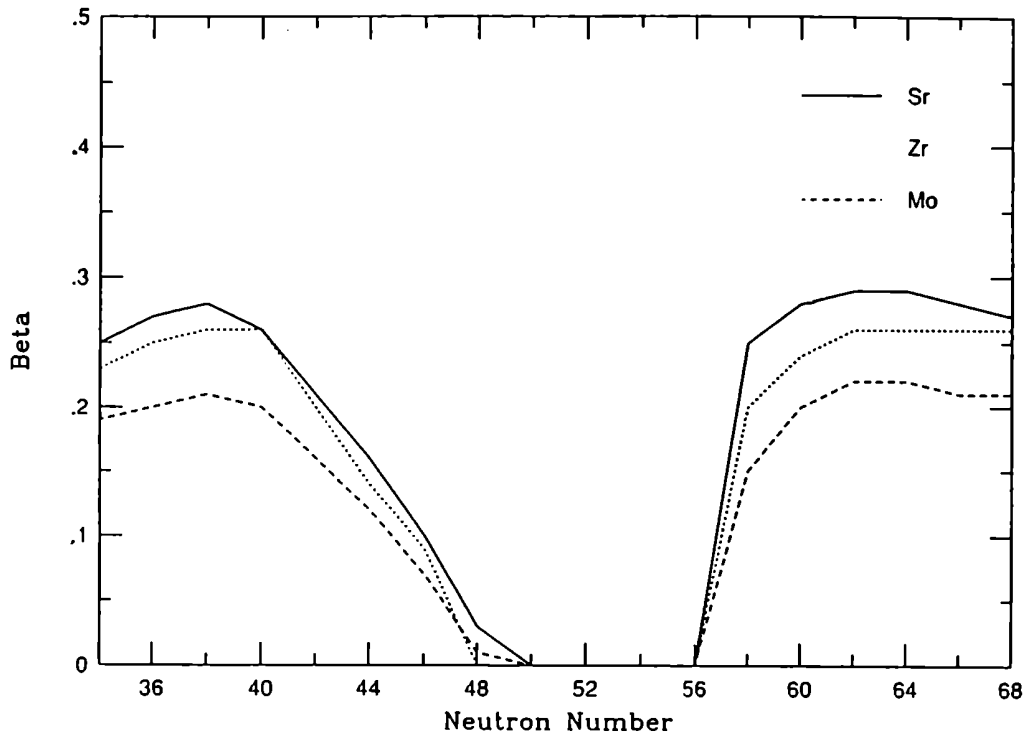


Figura 3.2: Parámetros de deformación β calculados para los isótopos pares del Sr, Zr y Mo a partir de los cálculos de HFB descritos en el texto.

Tabla 3.3: Números de ocupación para las soluciones de HFB esféricas (*s*) y deformadas-proladas (*d*) en los isótopos del Sr deficientes en neutrones.

^{38}Sr		NUMERO DE NEUTRONES								
		34	36	38	40	42	44	46	48	50
Orbitas de protones:										
$f_{5/2}$	<i>s</i>	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08	4.07	4.08
	<i>d</i>	3.36	3.24	3.21	3.19	3.23	3.40	3.71	4.02	4.08
$p_{3/2}$	<i>s</i>	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58
	<i>d</i>	2.17	2.11	2.09	2.08	2.10	2.19	2.37	2.55	2.58
$p_{1/2}$	<i>s</i>	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91
	<i>d</i>	0.70	0.67	0.66	0.68	0.70	0.74	0.81	0.90	0.91
$g_{9/2}$	<i>s</i>	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43
	<i>d</i>	3.78	3.96	4.03	4.05	3.96	3.67	3.12	2.54	2.43
Orbitas de neutrones:										
$f_{5/2}$	<i>s</i>	2.71	3.45	4.08	4.59	4.99	5.32	5.58	5.80	6.00
	<i>d</i>	2.71	3.05	3.21	3.35	4.05	4.78	5.42	5.80	6.00
$p_{3/2}$	<i>s</i>	1.64	2.14	2.58	2.96	3.25	3.50	3.69	3.86	4.00
	<i>d</i>	1.74	1.98	2.09	2.18	2.61	3.11	3.57	3.85	4.00
$p_{1/2}$	<i>s</i>	0.47	0.68	0.91	1.15	1.37	1.57	1.73	1.88	2.00
	<i>d</i>	0.65	0.66	0.66	0.69	0.82	1.04	1.45	1.85	2.00
$g_{9/2}$	<i>s</i>	1.18	1.73	2.43	3.31	4.38	5.62	7.00	8.47	10.00
	<i>d</i>	0.89	2.32	4.03	5.78	6.52	7.07	7.56	8.50	10.00

Tabla 3.4: Como la Tabla 3.3, pero para los isótopos del Zr deficientes en neutrones.

$_{40}\text{Zr}$		NUMERO DE NEUTRONES								
		34	36	38	40	42	44	46	48	50
Orbitas de protones:										
$f_{5/2}$	s	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59
	d	3.83	3.62	3.44	3.28	3.56	3.95	4.31	4.57	4.59
$p_{3/2}$	s	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96
	d	2.46	2.34	2.23	2.14	2.30	2.54	2.78	2.95	2.96
$p_{1/2}$	s	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15
	d	0.80	0.74	0.70	0.69	0.75	0.85	0.99	1.14	1.15
$g_{9/2}$	s	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31
	d	4.91	5.29	5.62	5.90	5.37	4.68	3.93	3.34	3.31
Orbitas de neutrones:										
$f_{5/2}$	s	2.71	3.45	4.08	4.59	4.99	5.32	5.58	5.80	6.00
	d	2.73	3.07	3.21	3.28	4.09	4.88	5.47	5.80	6.00
$p_{3/2}$	s	1.64	2.14	2.58	2.96	3.26	3.50	3.69	3.86	4.00
	d	1.75	1.99	2.09	2.14	2.64	3.18	3.61	3.85	4.00
$p_{1/2}$	s	0.47	0.68	0.91	1.15	1.37	1.57	1.73	1.88	2.00
	d	0.64	0.67	0.68	0.69	0.84	1.12	1.55	1.87	2.00
$g_{9/2}$	s	1.18	1.74	2.43	3.31	4.38	5.62	7.00	8.47	10.00
	d	0.88	2.28	4.02	5.90	6.43	6.83	7.37	8.48	10.00

Tabla 3.5: Como la Tabla 3.3, pero para los isótopos del Mo deficientes en neutrones.

$_{42}\text{Mo}$		NUMERO DE NEUTRONES								
		34	36	38	40	42	44	46	48	50
Orbitas de protones:										
$f_{5/2}$	s	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99
	d	4.30	4.15	4.05	3.98	4.11	4.38	4.72	4.98	4.99
$p_{3/2}$	s	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26
	d	2.77	2.67	2.61	2.57	2.65	2.83	3.06	3.25	3.25
$p_{1/2}$	s	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37
	d	0.91	0.86	0.82	0.81	0.86	0.96	1.15	1.36	1.37
$g_{9/2}$	s	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38
	d	6.02	6.32	6.52	6.65	6.38	5.83	5.07	4.41	4.38
Orbitas de neutrones:										
$f_{5/2}$	s	2.71	3.45	4.08	4.59	4.99	5.32	5.58	5.80	6.00
	d	2.76	3.08	3.23	3.42	4.11	4.86	5.47	5.80	6.00
$p_{3/2}$	s	1.64	2.13	2.58	2.95	3.26	3.50	3.69	3.86	4.00
	d	1.77	2.00	2.10	2.22	2.65	3.16	3.61	3.85	4.00
$p_{1/2}$	s	0.47	0.68	0.91	1.15	1.37	1.57	1.73	1.88	2.00
	d	0.65	0.68	0.70	0.73	0.86	1.11	1.55	1.87	2.00
$g_{9/2}$	s	1.18	1.73	2.43	3.31	4.38	5.63	7.00	8.46	10.00
	d	0.83	2.24	3.96	5.63	6.38	6.86	7.39	8.47	10.00

Tabla 3.6: Como la Tabla 3.3, pero para los isótopos del Sr ricos en neutrones.

$_{38}\text{Sr}$		NUMERO DE NEUTRONES						
		56	58	60	62	64	66	68
Orbitas de protones:								
$f_{5/2}$	s	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08	4.08
	d	4.08	3.72	3.56	3.40	3.31	3.26	3.23
$p_{3/2}$	s	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58	2.58
	d	2.58	2.36	2.28	2.19	2.14	2.11	2.10
$p_{1/2}$	s	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91	0.91
	d	0.91	0.75	0.71	0.69	0.68	0.67	0.67
$g_{9/2}$	s	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43	2.43
	d	2.43	3.17	3.44	3.71	3.87	3.96	4.00
Orbitas de neutrones:								
$s_{1/2}$	s	0.00	0.78	1.15	1.35	1.49	1.59	1.67
	d	0.00	0.44	0.75	1.16	1.34	1.41	1.47
$d_{3/2}$	s	0.00	0.41	0.94	1.47	1.93	2.34	2.69
	d	0.00	0.95	1.31	1.55	1.64	1.71	1.80
$g_{7/2}$	s	0.00	0.51	1.21	2.01	2.85	3.68	4.47
	d	0.00	0.60	1.61	2.48	3.01	3.48	4.00
$h_{11/2}$	s	0.00	0.29	0.69	1.17	1.73	2.39	3.17
	d	0.00	0.01	0.33	0.81	2.02	3.40	4.73

Tabla 3.7: Como la Tabla 3.3, pero para los isótopos del Zr ricos en neutrones.

$_{40}\text{Zr}$		NUMERO DE NEUTRONES						
		56	58	60	62	64	66	68
Orbitas de protones:								
$f_{5/2}$	s	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59	4.59
	d	4.59	4.28	4.07	3.83	3.68	3.55	3.45
$p_{3/2}$	s	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96	2.96
	d	2.96	2.75	2.62	2.47	2.37	2.30	2.24
$p_{1/2}$	s	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15
	d	1.15	0.93	0.84	0.78	0.75	0.72	0.71
$g_{9/2}$	s	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31	3.31
	d	3.31	4.04	4.47	4.93	5.21	5.43	5.61
Orbitas de neutrones:								
$s_{1/2}$	s	0.00	0.78	1.15	1.35	1.49	1.59	1.67
	d	0.00	0.46	0.78	1.17	1.34	1.41	1.46
$d_{3/2}$	s	0.00	0.42	0.95	1.47	1.93	2.34	2.69
	d	0.00	0.92	1.30	1.56	1.65	1.72	1.79
$g_{7/2}$	s	0.00	0.51	1.22	2.01	2.85	3.68	4.47
	d	0.00	0.59	1.59	2.48	3.03	3.49	4.00
$h_{11/2}$	s	0.00	0.30	0.69	1.17	1.73	2.40	3.17
	d	0.00	0.03	0.34	0.79	1.98	3.38	4.76

Tabla 3.8: Como la Tabla 3.3, pero para los isótopos del Mo ricos en neutrones.

$_{42}\text{Mo}$		NUMERO DE NEUTRONES						
		56	58	60	62	64	66	68
Orbitas de protones:								
$f_{5/2}$	s	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99	4.99
	d	4.99	4.80	4.61	4.41	4.29	4.22	4.16
$p_{3/2}$	s	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26	3.26
	d	3.26	3.12	2.99	2.85	2.77	2.72	2.68
$p_{1/2}$	s	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37	1.37
	d	1.37	1.18	1.04	0.94	0.90	0.88	0.86
$g_{9/2}$	s	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38	4.38
	d	4.38	4.90	5.37	5.80	6.04	6.19	6.30
Orbitas de neutrones:								
$s_{1/2}$	s	0.00	0.78	1.15	1.35	1.49	1.59	1.67
	d	0.00	0.52	0.84	1.19	1.36	1.44	1.50
$d_{3/2}$	s	0.00	0.42	0.95	1.47	1.93	2.34	2.69
	d	0.00	0.81	1.26	1.55	1.69	1.80	1.92
$g_{7/2}$	s	0.00	0.51	1.22	2.01	2.85	3.68	4.47
	d	0.00	0.58	1.52	2.43	3.06	3.60	4.11
$h_{11/2}$	s	0.00	0.30	0.69	1.17	1.73	2.40	3.17
	d	0.00	0.01	0.38	0.82	1.89	3.17	4.47

Como antes mencionamos, hemos incluido todos los orbitales de protones de valencia entre $Z = 28$ y $Z = 50$. Para investigar más ampliamente el rol e interjuego de los otros orbitales de protones involucrados, efectuamos cálculos variando sus energías de partícula independiente. Los resultados indican que las energías de deformación calculadas, así como los valores de β , no dependen significativamente del espaciamiento $f_{5/2} - p_{3/2}$, pero el rol jugado por la órbita $g_{9/2}$ en el encendido de la deformación es crucial en ambas regiones. Un pequeño cambio en su energía de partícula independiente produce significativos cambios en las energías de deformación, en particular cerca de $N = 40 - 42$ y $N = 58 - 60$.

Como señaláramos en la pág. 34, se ha argumentado que el orbital $h_{11/2}$ juega el rol crucial en la aparición de la deformación en la región rica en neutrones. Como puede apreciarse en la Fig. 3.1 y en las Tablas 3.3-3.8, la deformación se dispara cuando la ocupación del orbital $h_{11/2}$ es bastante pequeña comparada con la del orbital $g_{7/2}$. Cuando el número de neutrones aumenta, la ocupación de $h_{11/2}$ crece y, eventualmente, llega a ser dominante, manteniendo al sistema fuertemente deformado. Esto es precisamente lo esperado para el siguiente orbital con mejor solapamiento, y es consistente con los resultados de Ref. [Fed78]. Esto explica también porqué la deformación se extiende sobre un rango más amplio en los núcleos más pesados que en los núcleos deficientes en neutrones. En este último caso, sólo la órbita de neutrones $g_{9/2}$ puede contribuir a fuertes correlaciones n-p.

A fin de dilucidar más ampliamente los roles relativos de los orbitales de neutrones $g_{7/2}$ y $h_{11/2}$ en la aparición de la transición de forma en la región $A \simeq 100$, realizamos dos tipos de cálculo en esta región, usando un carozo algo mayor ($Z = 34$, $N = 56$). En el primer cálculo incluimos como orbitales activos de neutrones a $d_{5/2}$, $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ y $g_{7/2}$. En el segundo, simplemente fue *reemplazado* el orbital $g_{7/2}$ por el orbital $h_{11/2}$ a la misma energía de partícula independiente. Las energías de deformación obtenidas en estos dos cálculos se muestran en la Fig. 3.3. Así, por ejemplo, en el ^{102}Zr el primer cálculo origina una energía de deformación de 1.7 MeV y un β de 0.23, mientras en el segundo obtenemos 0.02 MeV y 0.03 respectivamente. De acuerdo a estos cálculos, el orbital $g_{7/2}$ es mucho más eficaz para la producción de la deformación que el orbital $h_{11/2}$. La razón de esto es que el orbital $g_{7/2}$ no sólo solapa fuertemente con el crucial orbital de protones $g_{9/2}$, sino que también se mez-

cla con los otros orbitales de neutrones. En contraste, el orbital $h_{11/2}$ (que también tiene un fuerte solapamiento con $g_{9/2}$) no puede mezclarse con los otros orbitales de neutrones de valencia puesto que ellos tienen paridad opuesta.

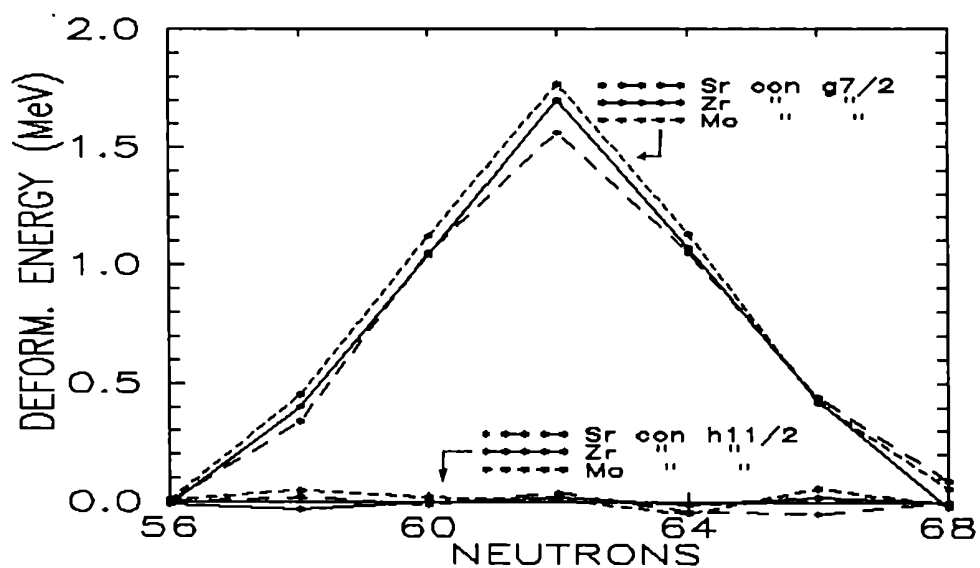


Figura 3.3: Energías de deformación calculadas para los isótopos pares del Sr, Zr y Mo en la región $A \simeq 100$ con el carozo $Z = 34$, $N = 56$, incluyendo en el espacio de configuración de neutrones el orbital $g_{7/2}$ o el $h_{11/2}$ a la misma energía de partícula independiente.

Capítulo 4

Conclusiones

*"I believe there are 15.747.724.136.275.002.
577.605.653.961.181.555.468.044.717.914.
527.116.709.366.231.425.076.185.631.031.
296 protons in the universe and the same
number of electrons."
(Sir Arthur Eddington, 1938).*

En la presente tesis se han hallado mecanismos microscópicos que originan la deformación nuclear en las regiones de masa media $A \simeq 100$ y $A \simeq 80$. Fundamentalmente, obtenemos una extensión del mecanismo de Federman y Pittel [Fed77,Fed78,Fed79] para unificar el origen de la deformación en ambas regiones: la fuerte interacción n-p polariza los nucleones a orbitales con muy buen *overlap* en los espacios de configuración con que trabajamos. Pero analicemos más detalladamente los resultados logrados.

Primeramente observamos, en los Zr, que la deformación para los orbitales arriba de $N = 56$ induce una gran reducción en el elemento de matriz de apareamiento, que de otro modo debería acoplar las configuraciones esféricas del modelo de capas $(2p_{1/2})_{0+}^2$ y $(1g_{9/2})_{0+}^2$. En el caso del ^{98}Zr , y para deformaciones de $0.1 \leq \epsilon_2 \leq 0.2$, el factor de reducción del elemento de matriz resulta de $0.25 \leq R(^{98}\text{Zr}) \leq 0.40$. Para el ^{100}Zr , donde una mayor deformación cuadrupolar está asociada con el estado intruso 0^+ , obtenemos factores de $0.10 \leq R(^{98}\text{Zr}) \leq 0.20$ para $0.30 \leq \epsilon_2 \leq 0.40$, con un ele-

mento de matriz no diagonal entre configuraciones esféricas $\langle (2p_{1/2})_{0+}^2 | V_{\pi\pi} | (1g_{9/2})_{0+}^2 \rangle$ del orden de -0.8 MeV. Estos factores de reducción describen muy bien la situación experimental en $^{98,100}\text{Zr}$. Además observamos que, tomando en cuenta la configuración excitada de protones como deformada, el efecto en la reducción es muy pequeño, como puede observarse en la Tabla 1.1. O sea que, con el espacio de configuración utilizado, el efecto de la deformación de protones es mucho menor que el de la de neutrones. Para analizar mejor el rol de la deformación de protones, deberíamos estudiar lo que pasa por debajo de $Z = 38$, donde aparecen otros orbitales de Nilsson bajo el nivel de Fermi para protones. De esta manera, se podría incluir a los Sr en este tipo de descripción. Si bien la evidencia experimental muestra que el ^{98}Sr y el ^{100}Zr son muy similares, la inclusión de orbitales al "romper" el carozo $Z = 38$ quizás enfatice la transición más abrupta en los Sr.

Por otra parte, se observa que el presente mecanismo de reducción permite la coexistencia, a muy cercanas energías, entre estados intrusos deformados y estados *normales* esféricos (de los nucleones de valencia) débilmente acoplados, lo cual concuerda con el espectro quasi rotacional en ^{100}Zr y, especialmente, en ^{102}Zr . La mezcla débil de esos estados nos permitió hallar probabilidades de transición que se comparan muy bien con los resultados experimentales.

En los Caps. 1 y 2 empleamos el campo medio de tipo Nilsson para describir estados deformados. En el Cap. 3 generamos el campo medio deformado junto con el campo de apareamiento, a partir de una interacción efectiva SDI por medio de la aproximación microscópica de HFB. Observamos que, para los núcleos deformados, la interacción n-p define el campo medio, o sea la deformación del estado fundamental. La interacción n-p afecta, a través de su componente monopolar, la distribución de energías de partícula independiente. La SDI, al tener constante el término monopolar, es incapaz de tener en cuenta estos cambios. Sin embargo, observamos que la componente $T=0$ de la interacción n-p es la que regula el proceso de deformación. En nuestra descripción de campo medio deformado, indicamos la existencia de estados deformados y adscribimos rotaciones axialmente simétricas a una dinámica colectiva asociada. En este trabajo no se considera la naturaleza de esta dinámica, para lo cual habría que recurrir a una teoría dinámica del movimiento colectivo.

Como notamos en la Sec. 3.3, predecimos transiciones de forma en ambas regiones $A \simeq 80$ y $A \simeq 100$ a partir de un mecanismo común: en la región más pesada, los protones son promovidos al orbital $1g_{9/2}$ y los neutrones al $1g_{7/2}$, mientras que para los núcleos deficientes en neutrones ambos tipos de partículas se polarizan al orbital $1g_{9/2}$. O sea que, en ambos casos, la interacción n-p promueve los nucleones a orbitales que cumplen la regla de de Shalit-Goldhaber: interacción n-p particularmente fuerte cuando $n_\pi = n_\nu$ y $(l_\nu - l_\pi)/(l_\nu + l_\pi)$ es muy chico. Además señalemos que cuando los efectos de capa o subcapa son importantes, el número de nucleones de valencia involucrados para producir deformación es tal que las correlaciones n-p dominan a las de apareamiento n-n y p-p. Esto puede observarse en los números de ocupación de las Tablas 3.3-3.8. A modo de ejemplo, en la región $A \simeq 100$ el elemento de matriz $\langle g_{9/2}g_{7/2} | V | g_{9/2}g_{7/2} \rangle$ con los nucleones acoplados a $T=0$, $J=1$ es de -4 MeV. Para la región $A \simeq 80$, el elemento de matriz $\langle g_{9/2}^2 | V | g_{9/2}^2 \rangle$ con los nucleones acoplados a $T=0$, $J=1$ resulta de -1.75 MeV, que es del orden del elemento de matriz de apareamiento para los nucleones idénticos. De este modo, el número de nucleones promovidos a las órbitas con muy buen *overlap* guarda estrecha relación con el interjuego entre el término de apareamiento y la componente $T=0$ de la interacción n-p. Así, por ejemplo, en el estado deformado para $Z = N = 40$ (Tabla 3.4) obtenemos una estructura de 6 protones y 6 neutrones en $1g_{9/2}$ (con 12 protones y 12 neutrones de valencia), mientras que en $Z = 40, N = 62$ (Tabla 3.7) obtenemos $\simeq 5$ protones en $1g_{9/2}$ y $\simeq 2.5$ neutrones en $1g_{7/2}$ (con 12 protones y 6 neutrones de valencia).

Finalmente, cabe destacar que la polarización apunta a orbitales de protones y neutrones con la misma paridad ($1g_{9/2}$ y $1g_{7/2}$ en la región mas pesada, y $1g_{9/2}$ para ambos tipos de nucleones en la región $A \simeq 80$). En la Sec. 3.1 señalamos la controversia acerca de a qué orbitales se promueven los nucleones cuando surge la deformación en $A \simeq 100$. Hay autores que atribuyen el mecanismo a la polarización de neutrones y protones a órbitas *normales* (de la misma paridad), y otros autores a la polarización de los nucleones a órbitas *intrusas* (de diferente paridad). En este trabajo concluimos que la órbita de neutrones $1g_{7/2}$ es la que juega el rol preponderante, mientras que, si bien el orbital $1h_{11/2}$ cumple también un papel importante, no es el principal en el mecanismo de polarización de neutrones. Quizás en otras

regiones pueda dominar la promoción a órbitas *intrusas*. Como podemos notar, el orbital $1g_{9/2}$ es un orbital *intruso* en la capa $N=4$, y $1g_{7/2}$ es *normal* en la capa $N=5$. Por lo tanto, en la región $A \simeq 80$, la polarización de ambos tipos de nucleones apunta a orbitales *intrusos*, y en la región $A \simeq 100$, la polarización de protones se realiza a un orbital *intruso*, y la de neutrones a uno *normal*. En el mecanismo preponderante para el surgimiento de la deformación sólo influye el mejor *overlap* entre las órbitas de neutrones y protones a las que éstos son polarizados por la fuerte componente isoescalar de la interacción n-p.

Agradecimientos

Deseo agradecer a muchos miembros de la comunidad científica tanto nacional como internacional.

Mi agradecimiento a P. Federman, con quien comencé a recorrer estos caminos de la investigación, por su guía en este trabajo. También deseo agradecer sinceramente la colaboración con S. Pittel, su dedicación y aliento.

A mi amigo y colega G. Arenas Peris, por su apoyo constante durante esta tesis y por el intercambio de tantas cosas a nivel científico y no científico.

Mi agradecimiento a K. Heyde y a R. Liotta por sus útiles sugerencias.

Mi agradecimiento a A. Etchegoyen por facilitarme el código del Modelo de Capas OXBASH y su generosa colaboración. También le agradezco a A. O. Macchiavelli por los datos experimentales enviados.

A los miembros del Departamento de Física de la FCEyN, por estos años de trabajo conjunto.

A los miembros del Departamento de Física del Laboratorio TANDAR con quienes compartí buenos ratos, y que tuvieron la amabilidad de permitirme el uso de sus instalaciones y computadoras.

A los miembros del Servicio de Cómputos (Computadora VAX) de la FCEyN, con quienes compartí muchas horas de CPU y tiempos aledaños.

A muchos profesores, investigadores, compañeros y estudiantes que, en una u otra medida, colaboraron en la tesis.

A la UBA, que con su beca de investigación me permitió la realización de esta tesis.

A todos, nuevamente, muchas gracias.

Apéndice A

Proyección de estados deformados a buen momento angular y elementos de matriz asociados

Podemos expandir en una base esférica la función de onda de una partícula en un potencial deformado con simetría axial según

$$\phi_{\Omega} = \sum_j c_{j,\Omega} \psi_{j,m=\Omega}, \quad (\text{A.1})$$

donde Ω y m son los números cuánticos magnéticos en la dirección del eje de simetría del núcleo y en la dirección \hat{z} del sistema laboratorio, respectivamente. La aplicación del operador proyección P_M^J definido en la Sec. 1.2 al estado (A.1) es trivial y resulta

$$P_m^j \phi_{\Omega} = c_{j,\Omega} \psi_{j,m}. \quad (\text{A.2})$$

Para el caso de dos partículas tenemos

$$\begin{aligned} P_M^J [\psi_{j_1,\Omega_1} \psi_{j_2,\Omega_2}] &= P_M^J \sum_{J'} \langle j_1 \Omega_1 j_2 \Omega_2 \mid J' K \rangle \psi_K^{j_1 j_2 J} \\ &= \langle j_1 \Omega_1 j_2 \Omega_2 \mid J K \rangle \psi_M^{j_1 j_2 J}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

donde la expresión entre corchetes denota al usual coeficiente de Clebsh-Gordan.

Luego, ya que para dos partículas idénticas tenemos :

$$\mid \Omega_1, \Omega_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_{\Omega_1}(1) \phi_{\Omega_2}(2) - \phi_{\Omega_1}(2) \phi_{\Omega_2}(1)],$$

usando (A.3) obtenemos entonces

$$P_M^J | \Omega_1 \Omega_2 > \equiv | \Omega_1 \Omega_2 J M > \quad (\text{A.4})$$

$$= \sum_{j_1, j_2} c_{j_1, \Omega_1} c_{j_2, \Omega_2} \langle j_1 \Omega_1 j_2 \Omega_2 | J K > C_{12} [\psi_M^{j_1 j_2 J}(1, 2) - \psi_M^{j_1 j_2 J}(2, 1)] \quad (\text{A.5})$$

con

$$C_{12} = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{si } j_1 = j_2, \\ 1 & \text{si } j_1 \neq j_2. \end{cases}$$

Es fácil ver que

$$c_{j, \Omega} = (-1)^{j-1/2} \pi_\phi c_{j, -\Omega} \quad (\text{A.6})$$

donde $\pi_\phi = (-1)^l$ es la paridad de ϕ_k . En el caso de l par (e.g., la capa N=5 que nos ocupa en el Cap. 1, con $j = 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1g_{7/2}$), $\pi_\phi = 1$.

El método de proyección a buen J se puede generalizar para el caso de muchas partículas [Unn63]. Así, para el caso de n protones y m neutrones debemos proyectar la función de onda

$$\mathcal{A}[\phi_{\Omega_1}(1) \cdots \phi_{\Omega_n}(n)] \mathcal{A}[\phi_{\Omega_{n+1}}(n+1) \cdots \phi_{\Omega_{n+m}}(n+m)],$$

donde \mathcal{A} es el operador de antisimetrización. Empleando la notación definida en (A.4), el estado proyectado resulta

$$\begin{aligned} \left| \begin{array}{c} \Omega_1 \cdots \Omega_n \\ \\ \Omega_{n+1} \cdots \Omega_{n+m} \end{array} \right. \left. \begin{array}{c} \\ JM \\ \end{array} \right\rangle &= \sum_{J_1 J_2} \langle J_1 K_1 J_2 K_2 | J K \rangle \sum_{m_1 m_2} \langle J_1 m_1 J_2 m_2 | J M \rangle \\ &\times P_{m_1}^{J_1} | \Omega_1 \cdots \Omega_n > P_{m_2}^{J_2} | \Omega_{n+1} \cdots \Omega_{n+m} >, \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

donde

$$K_1 = \sum_{i=1}^n \Omega_i, \quad K_2 = \sum_{i=n+1}^{n+m} \Omega_i.$$

La generalización y algunos detalles de la fórmulas obtenidas en este apéndice pueden hallarse en las Refs. [Unn63] y [Fed67]. Con estas herramientas, podemos calcular los elementos de matriz para los estados descritos en las Ecs. (1.8) y (1.9) del Cap. 1 para el ^{98}Zr (con dos neutrones de valencia "deformados"). La norma del estado $| \Omega - \Omega J 0 >$ resulta

$$N^2(J) = \begin{cases} \sum_{j_1 j_2} c_{j_1, \Omega}^2 c_{j_2, \Omega}^2 C_{12}^2 < j_1 \Omega j_2 - \Omega \mid J0 >^2 & \text{si } J \text{ es par} \\ 0 & \text{si } J \text{ es impar.} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Así obtenemos

$$\begin{aligned} < Intr.; J \mid Intr.; J > = N^2(J) < g_{9/2}^2(0) \mid V_{\pi\pi} \mid g_{9/2}^2(0) > \\ & + N^2(J) < d_{5/2}^6(0) \mid V_{\nu\nu} \mid d_{5/2}^6(0) > \\ & + \sum_{j_1 j_2} c_{j_1, \Omega}^2 c_{j_2, \Omega}^2 C_{12}^2 < j_1 \Omega j_2 - \Omega \mid J0 >^2 < g_{9/2}^2(0) j_1 j_2(J) \mid V_{\pi\pi} \mid g_{9/2}^2(0) j_1 j_2(J) > \\ & + \sum_{j_1 j_2} c_{j_1, \Omega}^2 c_{j_2, \Omega}^2 C_{12}^2 < j_1 \Omega j_2 - \Omega \mid J0 >^2 < d_{5/2}^6(0) j_1 j_2(J) \mid V_{\nu\nu} \mid d_{5/2}^6(0) j_1 j_2(J) > \\ & + < \Omega - \Omega J0 \mid V_{\nu\nu} \mid \Omega - \Omega J0 > \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

con

$$< \Omega - \Omega J0 \mid V_{\nu\nu} \mid \Omega - \Omega J0 > = \begin{cases} 2a_J & \text{si } J \text{ es par} \\ 0 & \text{si } J \text{ es impar,} \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

y

$$\begin{aligned} a_J &= \left\langle \begin{array}{c} \Omega \\ -\Omega \end{array} \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \mid V \mid \begin{array}{c} \Omega \\ -\Omega \end{array} \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \right\rangle = \\ &= \sum_{j_1 \leq j_2 j_3 \leq j_4} c_{j_1, \Omega} c_{j_2, \Omega} c_{j_3, \Omega} c_{j_4, \Omega} (-1)^{j_2+j_4} \frac{2}{C_{12} C_{34}} < j_1 \Omega j_2 - \Omega \mid J0 > \\ &< j_4 \Omega j_3 - \Omega \mid J0 > < j_1 j_2 J \mid V \mid j_3 j_4 J >. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Para el elemento de matriz no diagonal se obtiene fácilmente

$$\begin{aligned} < Intr.; J \mid SM; J > &= c_{3s_{1/2}, \Omega}^2 \sqrt{2} < \frac{1}{2} \Omega \frac{1}{2} - \Omega \mid J0 > < p_{1/2}^2(0) \mid V_{\pi\pi} \mid g_{9/2}^2(0) > \\ &= c_{3s_{1/2}, \Omega}^2 < p_{1/2}^2(0) \mid V_{\pi\pi} \mid g_{9/2}^2(0) > \text{ para } J=0 \text{ y } \Omega=1/2, \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

que es la fórmula (1.12) del Cap. 1, a menos de la norma del estado intruso dada por (A.8).

Para el caso del ^{100}Zr con cuatro neutrones de valencia en el potencial deformado, el estado del modelo de capas esférico está dado por las dos posibilidades (1.18) y (1.19) del Cap. 1:

$$\mid SM \left(\begin{array}{c} 1 \\ 2 \end{array} \right); 0^+ > = \mid \pi : 2p_{1/2}^2(0) \nu : [2d_{5/2}^6(0) \begin{array}{c} 2d_{3/2}^2(0) \\ 1g_{7/2}^2(0) \end{array}] >, \quad (\text{A.13})$$

y el estado intruso está descripto por

$$| Intr.; 0^+ > = | \pi : (1g_{9/2})_{0^+}^2 \nu : (2d_{5/2})_{0^+}^6 (P_{M=0}^{J=0} | \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 >) >, (A.14)$$

donde

$$P_{M=0}^{J=0} | \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 > = P_{M=0}^{J=0} \mathcal{A}[\phi_{\Omega_1} \phi_{-\Omega_1} \phi_{\Omega_2} \phi_{-\Omega_2}]. (A.15)$$

Usando (A.6) se sigue que

$$\begin{aligned} \phi_{\Omega_1} \phi_{-\Omega_1} \phi_{\Omega_2} \phi_{-\Omega_2} &= \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4} (-1)^{j_2 + j_4 - 1} c_{j_1, \Omega_1} c_{j_2, \Omega_1} c_{j_3, \Omega_2} c_{j_4, \Omega_2} \\ &\quad \psi_{j_1, \Omega_1} \psi_{j_2, -\Omega_1} \psi_{j_3, \Omega_2} \psi_{j_4, -\Omega_2} \end{aligned} (A.16)$$

donde, como vimos arriba, ϕ_{Ω} denota al orbital deformado $| \Omega >$ y $\psi_{j,m}$ señala al orbital esférico $| j, m >$.

Por lo tanto, aplicando el operador de antisimetrización \mathcal{A} :

$$\begin{aligned} P_{M=0}^{J=0} \mathcal{A}[\phi_{\Omega_1} \phi_{-\Omega_1} \phi_{\Omega_2} \phi_{-\Omega_2}] &= \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4} (-1)^{j_2 + j_4 - 1} c_{j_1, \Omega_1} c_{j_2, \Omega_1} c_{j_3, \Omega_2} c_{j_4, \Omega_2} \\ &\quad \sum_{J_{12} J_{34}} < j_1 \Omega_1 j_2 - \Omega_1 | J_{12} 0 > < j_3 \Omega_2 j_4 - \Omega_2 | J_{34} 0 > < J_{12} 0 J_{34} 0 | J 0 > \\ &\quad \times \mathcal{A}[\{\psi_{j_1} \psi_{j_2}\}^{J_{12}} \{\psi_{j_3} \psi_{j_4}\}^{J_{34}}]_M^J. \end{aligned} (A.17)$$

Para reducir las diferentes componentes en la Ec. (A.17) a funciones de onda del Modelo de Capas, debemos ver cuántos de los j_i son iguales entre sí. De este modo, utilizando el álgebra de acoplamiento de momentos angulares, obtendremos formas dependientes de $\psi(j^4)$, $\psi(j_1^3, j_2)$, $\psi(j_1^2 j_2^2)$, o $\psi(j_1^2, j_2 j_3)$. En nuestras aplicaciones no tendremos el caso de $j_1 \neq j_2 \neq j_3 \neq j_4$. Así, la suma de (A.17) se descompondrá en todas las posibles combinaciones de los j_i (todos iguales, iguales de a tres, e iguales de a dos) lo que implicará catorce sumas a saber:

$$\begin{aligned} (1) j_1 = j_2 = j_3 = j_4; \quad (2) j_1 = j_2 = j_3 \neq j_4; \quad (3) j_1 = j_2 = j_4 \neq j_3; \\ (4) j_1 = j_3 = j_4 \neq j_2; \quad (5) j_2 = j_3 = j_4 \neq j_1; \quad (6) j_1 = j_2 \neq j_3 = j_4; \\ (7) j_1 = j_3 \neq j_2 = j_4; \quad (8) j_1 = j_4 \neq j_2 = j_3; \quad (9) j_1 = j_2 \neq j_3 \neq j_4; (A.18) \\ (10) j_1 = j_3 \neq j_2 \neq j_4; \quad (11) j_1 = j_4 \neq j_2 \neq j_3; \quad (12) j_2 = j_3 \neq j_1 \neq j_4; \\ (13) j_2 = j_4 \neq j_1 \neq j_3; \quad (14) j_3 = j_4 \neq j_1 \neq j_2. \end{aligned}$$

Por ejemplo, con la combinación (2) para $\mathcal{A}[\{\psi_{j_1}(1) \psi_{j_2}(2)\}^{J_{12}} \{\psi_{j_3}(3) \psi_{j_4}(4)\}^{J_{34}}]_M^J$ obtendremos

$$\sum_{j'} [\psi_{j_4}(4), \{\psi_j(3), \{\psi_j^2(1, 2)\}^{j_{12}}\}^{j'}]^j \left\{ \begin{matrix} j_4 & j & J_{34} \\ J_{12} & J & J' \end{matrix} \right\} \sqrt{(2J_{34} + 1)(2J' + 1)},$$

donde aparece el habitual símbolo 6j. La aplicación de P_M^J a la combinación (1), con todos los j_i iguales, producirá

$$\sum_j c_{j,\Omega_1}^2 c_{j,\Omega_2}^2 \sum_{\substack{J_{12}, J_{34} \\ \text{par}}} < j\Omega_{1j} - \Omega_1 \mid J_{12}0 > < j\Omega_{2j} - \Omega_2 \mid J_{34}0 > \\ < J_{12}0 J_{34}0 \mid J0 > \times 4 N(J_{12}, J_{34}, J) \psi(j^4, J)_{\text{antisim.}}, \quad (\text{A.19})$$

siendo N^2 seis veces el pariente principal del coeficiente de parentesco fraccional (CFP) de cuatro a dos partículas:

$$N^2(J_{12}, J_{34}, J) = 6[1 + \delta_{J_{12}J_{34}} - 4 \left\{ \begin{matrix} j & j & J_{12} \\ j & j & J_{34} \\ J_{12} & J_{34} & J \end{matrix} \right\} (2J_{12} + 1)(2J_{34} + 1)]. \quad (\text{A.20})$$

Luego que las componentes (A.18) son expresadas en forma estándar, calculamos los elementos de matriz empleando técnicas habituales del modelo de capas [Sha63].

Para el elemento de matriz no diagonal entre los estados (A.13) y (A.14), es fácil notar que sólo contribuirán las componentes de (A.18) que tengan los j_i iguales de a pares, es decir las componentes (6), (7) y (8), con lo cual se obtendrán las expresiones (1.16) y (1.17) del Cap. 1.

Por último expresaremos la norma del estado

$$P_{M=0}^J \mid \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 > \equiv \mid \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 J0 > .$$

Empleando un poco de álgebra y relaciones de recurrencia que pueden encontrarse en [Unn63], hallamos que:

$$\begin{aligned}
N^2(J) &= \langle \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 J_0 \mid \Omega_1 - \Omega_1, \Omega_2 - \Omega_2 J_0 \rangle \\
&= \frac{1}{12} \sum_{J_1, J_2, J'_1, J'_2} \langle J_1 \Omega_1 J_2 - \Omega_1 \mid J_0 \rangle^2 \langle \Omega_2 - \Omega_2 J'_2 \mid \Omega_2 - \Omega_2 J'_2 \rangle \\
&\quad \{ \langle J'_1 - \Omega_1 J'_2 0 \mid J_2 - \Omega_1 \rangle^2 + \langle J'_1 \Omega_1 J'_2 0 \mid J_2 \Omega_1 \rangle^2 \} c_{J_1, \Omega_1}^2 c_{J'_1, \Omega_1}^2 + \\
&\quad + \langle J_1 \Omega_2 J_2 - \Omega_2 \mid J_0 \rangle^2 c_{J_1, \Omega_2}^2 c_{J'_1, \Omega_2}^2 \langle \Omega_1 - \Omega_1 J'_2 \mid \Omega_1 - \Omega_1 J'_2 \rangle \\
&\quad \{ \langle J'_1 \Omega_2 J'_2 0 \mid J_2 \Omega_2 \rangle^2 + \langle J'_1 - \Omega_2 J'_2 0 \mid J_2 - \Omega_2 \rangle^2 \} + \\
&\quad (\langle J_1 \Omega_1 J_2 - \Omega_1 \mid J_0 \rangle^2 \langle J'_1 \Omega_2 J'_2 (-\Omega_2 - \Omega_1) \mid J_2 - \Omega_1 \rangle^2 c_{J_1, \Omega_1}^2 c_{J'_1, \Omega_2}^2 \\
&\quad + \langle J_1 \Omega_2 J_2 - \Omega_2 \mid J_0 \rangle^2 \langle J'_1 \Omega_1 J'_2 (-\Omega_2 - \Omega_1) \mid J_2 - \Omega_2 \rangle^2 c_{J'_1, \Omega_1}^2 c_{J_1, \Omega_2}^2) \\
&\quad < -\Omega_1 - \Omega_2 J'_2 \mid -\Omega_1 - \Omega_2 J'_2 \rangle + (c_{J_1, \Omega_1}^2 c_{J'_1, \Omega_2}^2 \langle J_1 \Omega_1 J_2 - \Omega_1 \mid J_0 \rangle^2 \\
&\quad < J'_1 - \Omega_2 J'_2 (-\Omega_1 + \Omega_2) \mid J_2 - \Omega_1 \rangle^2 + c_{J'_1, \Omega_1}^2 c_{J_1, \Omega_2}^2 \langle J_1 \Omega_2 J_2 - \Omega_2 \mid J_0 \rangle^2 \\
&\quad < J'_1 - \Omega_1 J'_2 (\Omega_2 - \Omega_1) \mid J_2 - \Omega_2 \rangle^2) < -\Omega_1 \Omega_2 J'_2 \mid -\Omega_1 \Omega_2 J'_2 \rangle + (c_{J_1, \Omega_1}^2 c_{J'_1, \Omega_2}^2 \\
&\quad < J_1 \Omega_1 J_2 - \Omega_1 \mid J_0 \rangle^2 \langle J'_1 - \Omega_2 J'_2 (\Omega_1 - \Omega_2) \mid J_2 \Omega_1 \rangle^2 + c_{J'_1, \Omega_1}^2 c_{J_1, \Omega_2}^2 \\
&\quad < J_1 \Omega_2 J_2 - \Omega_2 \mid J_0 \rangle^2 \langle J'_1 - \Omega_1 J'_2 (-\Omega_2 + \Omega_1) \mid J_2 - \Omega_2 \rangle^2) \\
&\quad < \Omega_1 - \Omega_2 J'_2 \mid \Omega_1 - \Omega_2 J'_2 \rangle + (c_{J_1, \Omega_1}^2 c_{J'_1, \Omega_2}^2 \langle J_1 \Omega_1 J_2 - \Omega_1 \mid J_0 \rangle^2 \\
&\quad < J'_1 - \Omega_2 J'_2 (\Omega_1 + \Omega_2) \mid J_2 \Omega_1 \rangle^2 + \langle J_1 \Omega_2 J_2 - \Omega_2 \mid J_0 \rangle^2 \\
&\quad < J'_1 - \Omega_1 J'_2 (\Omega_2 + \Omega_1) \mid J_2 \Omega_2 \rangle^2 c_{J'_1, \Omega_1}^2 c_{J_1, \Omega_2}^2) < \Omega_1 - \Omega_2 J'_2 \mid \Omega_1 \Omega_2 J'_2 \rangle (A.21)
\end{aligned}$$

donde el corchete angular con seis variables es el habitual coeficiente de Clebsch-Gordan, y el corchete $\langle \Omega_1 \Omega_2 J \mid \Omega_1 \Omega_2 J \rangle$ es la norma del estado de dos partículas $\mid \Omega_1 \Omega_2 J \rangle$ definido en (A.4) y (A.8).

Apéndice B

Consideraciones de la teoría de Hartree-Fock-Bogoliubov

Esta teoría es una generalización del método de HIF en la cual el campo de HIF y el campo de apareamiento son tratados simultáneamente y contruidos con la misma interacción efectiva. El formalismo de HIFB fue introducido en estructura nuclear por Baranger [Bar61,Bar63], y las ecuaciones pueden ser derivadas de un principio variacional, asegurando entonces que las soluciones son puntos estacionarios [Man75, Rin80]. También se pueden obtener por el método estándar de multiplicadores de Lagrange [Goo79].

Sea el hamiltoniano del sistema de partículas

$$H = \sum_{ij} c_i c_i^\dagger c_i + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \langle ij | v_a | kl \rangle c_i^\dagger c_j^\dagger c_l c_k, \quad (\text{B.1})$$

donde las energías de partícula independiente c_i describen el efecto del carozo sobre las partículas de valencia ($ijkl$), y $\langle ij | v_a | kl \rangle$ son los elementos de matriz de la interacción efectiva antisimetrizada expresados en una base conveniente, e.g. la del oscilador armónico. A fin de resolver este hamiltoniano, es conveniente hacer una transformación a quasipartículas (qsp) a fin de pasar a un hamiltoniano de qsp independiente mas un término *débil* de interacción entre ellas. La transformación de Bogoliubov de los operadores fermiónicos c^\dagger a los operadores de qsp α^\dagger es

$$\alpha_i^\dagger = \sum_j (U_{ij} c_j^\dagger + V_{ij} c_j). \quad (\text{B.2})$$

La teoría de HFB, al igual que BCS, no conserva el número de partículas. Entonces el hamiltoniano es reemplazado por

$$H' = H - \lambda N, \quad (B.3)$$

donde el multiplicador de Lagrange λ es la energía de Fermi. En verdad, nosotros tenemos dos vínculos de número de partículas. Uno para los protones y otro para los neutrones, con los cual vamos a obtener dos energías de Fermi. Los multiplicadores de Lagrange son ajustados de modo tal que los valores medios de los operadores número de protones y número de neutrones en el vacío de quasipartículas sean Z y N (número de protones y neutrones en el núcleo) respectivamente. En lo que sigue, escribiremos las ecuaciones con un solo λ y N , pero teniendo en cuenta los dos vínculos mencionados. Por lo tanto se obtiene que

$$H' = H - \lambda N = E'_0 + \sum_i E_i \alpha_i^\dagger \alpha_i + H_{qp-int}, \quad (B.4)$$

donde $E'_0 + \lambda < N$ es la energía del vacío de qsp, E_i son las energías de qsp, y H_{qp-int} es la interacción (despreciable) entre qsp que involucran productos normales de cuatro operadores de creación o destrucción de qsp.

Requiriendo que el hamiltoniano tenga la forma (B.4), o a partir de la aplicación del principio variacional, obtenemos las ecuaciones de HFB para los coeficientes U_{ij} y V_{ij} , y las energías de qsp E_j .

$$H_{HFB} \begin{pmatrix} U_{ij} \\ V_{ij} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\mathcal{H} - \lambda) & \Delta \\ -\Delta^* & -(\mathcal{H} - \lambda)^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{ij} \\ V_{ij} \end{pmatrix} = E_j \begin{pmatrix} U_{ij} \\ V_{ij} \end{pmatrix}. \quad (B.5)$$

El hamiltoniano de HF, el potencial de HF y el potencial de apareamiento están definidos por

$$\mathcal{H}_{ij} = (c + \Gamma)_{ij} \quad (B.6)$$

$$\Gamma_{ij} = \sum_{kl} \langle ik | v_a | jl \rangle \rho_{lk} \equiv Tr_1(v_a \rho) \quad (B.7)$$

$$\Delta_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{kl} \langle ij | v_a | kl \rangle t_{kl} \equiv -\frac{1}{2} Tr_2(v_a t). \quad (B.8)$$

La matriz densidad y el tensor de apareamiento son

$$\rho_{ij} = \langle \Phi_0 | c_j^\dagger c_i | \Phi_0 \rangle = (V^+ V)_{ij} \quad (B.9)$$

$$t_{ij} = \langle \Phi_0 | c_j c_i | \Phi_0 \rangle = (V^+ U)_{ij}, \quad (B.10)$$

donde $|\Phi_0\rangle$ es el vacío de quasipartícula. La energía de HFB es

$$E_{HFB} = E_{HF} + E_{pair}, \quad (B.11)$$

donde

$$E_{HF} = Tr[(e + \frac{1}{2}\Gamma)\rho], \quad (B.12)$$

$$E_{pair} = \frac{1}{2}Tr(\Delta t^\dagger). \quad (B.13)$$

Las ecuaciones de HFB (B.5) se reducen a las de HF cuando Δ y t se anulan. Las soluciones dan la energía de ligadura del núcleo en el mínimo obtenido.

Las Ecs. (B.5) son un conjunto de ecuaciones no lineales de dimensión $2n_m$, siendo n_m la dimensión de cada subestado magnético m . En el Cap. 3 fueron resueltas por iterativas diagonalizaciones. Existen otros métodos en la literatura para resolver estas ecuaciones, tales como el método del gradiente de Refs. [Man76,Egi80,Rin80].

Para hallar parámetros de deformación multipolares (de masa y carga), β_L y γ empleamos las fórmulas

$$\beta_L^2 = \sum_M \left[\frac{4\pi \langle Q_{LM} \rangle}{(L+3) \langle r^L \rangle} \right]^2, \quad (B.14)$$

con los operadores multipolares definidos por

$$Q_{LM} = \sum_{ij} \langle i | r^L Y_{LM} | j \rangle c_i^\dagger c_j. \quad (B.15)$$

Para formas axialmente simétricas, $\gamma = 0$, $\langle Q_{LM} \rangle = 0$ para $M \neq 0$, y β lleva el signo de $\langle Q_{L0} \rangle$.

A fin de hallar los números de ocupación tanto de los orbitales deformados (correspondientes a las proyecciones de los j_i de las partículas) como de los orbitales esféricos, es conveniente pasar a la representación canónica.

Dado que la simetría de inversión temporal es una buena simetría para los estados fundamentales en núcleos pares, para cada quasipartícula α_i existe una quasipartícula $\alpha_i^\dagger \equiv T\alpha_i T^{-1}$. Si elegimos

$$\alpha_i^\dagger = \sum_k (U_{ik} c_k^\dagger - V_{ik} c_{\bar{k}}), \quad (B.16)$$

$$\alpha_i^\dagger = \sum_k (U_{ik}^* c_{\bar{k}}^\dagger V_{ik}^* c_k), \quad (B.17)$$

donde $|k\rangle$ denota $|nljm\rangle$ y se restringe a estados con $m - 1/2$ entero par, y $|\bar{k}\rangle \equiv T|k\rangle$.

La matriz densidad (B.9) y el tensor de apareamiento (B.10) están representados en la base $|k\bar{k}\rangle$ por

$$\rho = \begin{pmatrix} (V^+V)^* & 0 \\ 0 & (V^+V) \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 \\ 0 & \rho_1^* \end{pmatrix}, \quad (\text{B.18})$$

$$t = \begin{pmatrix} 0 & (V^+U)^* \\ -(V^+U) & 0 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 0 & t_1 \\ -t_1^* & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.19})$$

Claramente, ρ_1 es hermítica. De (B.10) se ve que t es antisimétrica, por lo cual t_1 es una matriz hermítica. Se puede ver que

$$\rho - \rho^2 = tt^+, \quad (\text{B.20})$$

$$\rho t = t\bar{\rho}. \quad (\text{B.21})$$

y sustituyendo, en estas dos ecuaciones, (B.18) y (B.19), se obtiene

$$\rho_1 - \rho_1^2 = t_1^2, \quad (\text{B.22})$$

$$(\rho_1, t_1) = 0. \quad (\text{B.23})$$

Dado que las matrices ρ_1 y t_1 son hermíticas y conmutan, pueden ser diagonalizadas por la misma transformación unitaria. O sea que existe una base $|\gamma\bar{\gamma}\rangle$ donde

$$c_{\gamma}^+ = \sum_k D_{\gamma k} c_k^+, \quad (\text{B.24})$$

$$c_{\bar{\gamma}}^+ = \sum_k D_{\gamma k}^* c_k^+, \quad (\text{B.25})$$

tal que ρ tiene una forma diagonal y t tiene una forma diagonal en bloques (la forma canónica). Puesto que ρ_1 y t_1 son hermíticos, los autovalores $\rho_{\gamma\gamma}$ y $t_{\gamma\bar{\gamma}}$ son reales. De (B.22) se sigue que

$$|t_{\gamma\bar{\gamma}}| = [\rho_{\gamma\gamma}(1 - \rho_{\gamma\gamma})]^{1/2}. \quad (\text{B.26})$$

Por lo tanto, de esta última ecuación y de la forma canónica de ρ se puede notar que el vacío de qsp $|\Phi_0\rangle$ representado por (ρ, t) se puede expresar en la forma BCS

$$| \Phi_0 \rangle = \prod_{\gamma} (u_{\gamma} + v_{\gamma} c_{\gamma}^{\dagger} c_{\bar{\gamma}}^{\dagger}) | 0 \rangle, \quad (\text{B.27})$$

donde $\rho_{\gamma\gamma} = v_{\gamma}^2$, $t_{\gamma\bar{\gamma}} = u_{\gamma}v_{\gamma}$, y u_{γ} y v_{γ} son reales.

La representación canónica es muy útil en la interpretación de las funciones de onda de HFB. En los cálculos del Cap. 3 diagonalizamos la matriz densidad a fin de hallar la base canónica y luego encontramos las probabilidades y números de ocupación. No obstante, esta representación no simplifica los cálculos, dado que, para una interacción realística, ni el hamiltoniano de HF ni el potencial de apareamiento Δ son diagonales en la base canónica.

Referencias

- [Aha85] D. P. Ahalpara, K. H. Bhatt y R. Sahu, J. Phys. G **11** (1985) 735.
- [Arc88] G. E. Arenas Peris y P. Federman, Phys. Rev. C **38** (1988) 493.
- [Are92] G. E. Arenas Peris, Int. Jour. of Mod. Phys. E **1** (1992) 339.
- [Ari75] A. Arima y F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1069.
- [Ari84] A. Arima y F. Iachello, Advances in Nuclear Physics (Plenum, 1984) Vol. 13.
- [Aue65] N. Auerbach e I. Talmi, Nucl. Phys. **64** (1965) 458.
- [Bad88] Proc. Inter. Workshop on Nuclear Structure of the Zirconium Region, Bad Honcf, Alemania, eds: J. Eberth, R. A. Meyer y K. Sistemich, (Springer-Verlag, Heidelberg, 1988).
- [Bar61] M. Baranger, Phys. Rev. C **122** (1961) 992.
- [Bar63] M. Baranger, Phys. Rev. C **130** (1963) 1244.
- [Bar68] M. Baranger y K. Kumar, Nucl. Phys. **A110** (1968) 529; **A122** (1968) 241.
- [Ben84] R. Bengtsson *et al.*, Phys. Scr. **29** (1984) 402.
- [Ber93] J. F. Berger *et al.*, Proc. 6th Int. Conference on Nuclei Far from Stability, 1992, eds.: R. Neugart y A. Wöhr (Inst. of Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993)p. 487.
- [Blo85] J. Blomqvist y L. Rydström, Phys. Scr. **31** (1985) 31.

- [Boh75] A. Bohr y B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 2 (W. A. Benjamín, NY, 1975).
- [Bon91] P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard y P. H. Heenen, Nucl. Phys. **A530** (1991) 149.
- [Bro88] B. A. Brown y B. H. Wildenthal, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. **38** (1988) 29.
- [Bro90] B. A. Brown, The Nuclear Shell Model, eds.: T.-S. H. Lee y R. B. Wiringa (North Holland, Amsterdam, 1990).
- [Bru77] P. J. Brussaard y P. W. M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy (North-Holland Publishing Company, Amsterdam-NY-Oxford, 1977).
- [Car88] M. Carchidi y H. T. Fortune, Phys. Rev. C**38** (1988) 1403.
- [Cas85] R. F. Casten, Nucl. Phys. **A443** (1985) 1.
- [Cas90] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective (Oxford University Press, 1990).
- [Cat81] F. Catara, L. Ferreira, A. Insolia, A. Viturri y R. A. Broglia, Nucl. Phys. **A372** (1981) 237.
- [Che70] E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson y J. B. Wilhelmy, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 38.
- [Egi80] J. L. Egido, H. J. Mang y P. Ring, Nucl. Phys. **A339** (1980) 390.
- [Egi93] J. L. Egido y L. R. Robledo, Nucl. Phys. **A553** (1993) 539c.
- [Etc89a] A. Etchegoyen, M. C. Etchegoyen y E. G. Vergini, Comp. Phys. Comm. **55** (1989) 227.
- [Etc89b] A. Etchegoyen, P. Federman y E. G. Vergini, Phys. Rev. C**39** (1989) 1130.
- [Fed67] P. Federman, Nucl. Phys. **A95** (1967) 443.

- [Fed77] P. Federman y S. Pittel, Phys. Lett. **69B** (1977) 385.
- [Fed78] P. Federman y S. Pittel, Phys. Lett. **77B** (1978) 29.
- [Fed79] P. Federman y S. Pittel, Phys. Rev. **C20** (1979) 820.
- [Fed84] P. Federman, S. Pittel y A. Elchegoyen, Phys. Lett. **140B** (1984) 269.
- [Glo74] D. H. Gloeckner y F. J. D. Serduke, Nucl. Phys. **A220** (1974) 477.
- [Glo75] D. H. Gloeckner, Nucl. Phys. **A253** (1975) 301.
- [Gog80] J. Decharge y D. Gogny, Phys. Rev. **C21** (1980) 1568.
- [Gog84] J. F. Berger, M. Girod y D. Gogny, Nucl. Phys. **A428** (1984) 23.
- [Goo76] A. L. Goodman, J. P. Vary and R. A. Sorensen, Phys. Rev. **C13** (1976) 1674.
- [Goo79] A. L. Goodman, Advances in Nuclear Physics, Vol. 11, eds: J. W. Negele y E. Vogt (Plenum Publish. Corpor., 1979).
- [Gro91] C. J. Gross *et al.*, Phys. Rev. **C44** (1991) R2253.
- [Gus67] C. Gustafson, I. L. Lamm, B. Nilsson y S. G. Nilsson, Ark. Fysik **36** (1967) 613.
- [Hey83] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J. L. Wood y R. A. Meyer, Phys. Rep. **102** (1981) 291.
- [Hey87] K. Heyde *et al.*, Nucl. Phys. **A466** (1987) 189.
- [Hey88] K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier y J. L. Wood, Nucl. Phys. **A484** (1988) 275.
- [Hey88a] K. Heyde, E. D. Kirchuk y P. Federman, Phys. Rev. **C37** (1988) 2170.
- [Hey89] K. Heyde, Int. Jour. of Mod. Phys. A **4** (1989) 2063.
- [Hil53] D. L. Hill y J. A. Wheeler, Phys. Rev. **C89** (1953) 1102.

- [Hil88] J. C. Hill *et al.*, Nuclear Structure of the Zirconium Region, eds.: J. Eberth, R. A. Meyer, K. Sistemich (Springer-Verlag 1988) p. 64.
- [Hos85] A. Hosaka, K. I. Kubo y H. Toki, Nucl. Phys. **A444** (1985) 76.
- [Iac87] F. Iachello y A. Arima, The Interacting Boson Model (Cambridge Univ. Press, 1987).
- [Kha77] T. A. Khan *et al.*, Z. Phys. **A283** (1977) 105.
- [Kha78] T. A. Khan *et al.*, Z. Phys. **A284** (1978) 313.
- [Kho82] S. K. Khosa, P. N. Tripathi y S. K. Sharma, Phys. Lett. **119B** (1982) 257.
- [Kir89] E. D. Kirchuk, P. Federman y K. Heyde, XI Reunión de Trabajo en Física Nuclear, Buenos Aires, Argentina 1988, CNEA/NT-1/1989, p. 220.
- [Kir90] E. D. Kirchuk y P. Federman, Proc. XII Workshop on Nucl. Physics, Iguazú, Argentina 1989, eds.: M. C. Cambiaggio, A. J. Kreiner y E. Ventura (World Scientific, Singapore, 1990)p. 362.
- [Kir92] E. D. Kirchuk, P. Federman y S. Pittel, Proc. XV Workshop on Nuclear Physics, Buenos Aires, 1992, en prensa.
- [Kir93a] E. D. Kirchuk, P. Federman y S. Pittel, Phys. Rev. **C47** (1993) 567.
- [Kir93b] E. D. Kirchuk, P. Federman y S. Pittel, Proc. 6th Int. Conference on Nuclei Far from Stability, 1992, eds.: R. Neugart y A. Wöhr (Inst. of Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993)p. 639.
- [Kis63] L. S. Kisslinger y R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. **35** (1963) 853.
- [Kum67] K. Kumar, Nucl. Phys. **A92** (1967) 653.
- [Kum84] K. Kumar, Nuclear Models and the Search for Unity in Nuclear Physics (Universitetsforlaget, Oslo, 1984).
- [Kum85] A. Kumar y M. R. Gunye, Phys. Rev. **C32** (1985) 2116.

- [Led78] C. M. Lederer y V. S. Shirley (eds.), Table of Isotopes (Wiley, NY, 1978).
- [Li91] Z. P. Li, M. W. Guidry, C. L. Wu y D. H. Feng, Proc. of the Workshop on the Microscopic Origin of Nuclear Deformation, Oak Ridge, TN, 1991.
- [Mac90] A. O. Macchiavelli, comunicación privada.
- [Mac88] H. Mach *et al.*, Phys. Rev. C **37**(1988) 284.
- [Mac89] H. Mach *et al.*, Phys. Lett. **230B**(1989) 221.
- [Mah92] J. P. Maharana, Y. K. Gambhir, J. A. Sheikh y P. Ring, Phys. Rev. C **46** (1992) R1163.
- [Man75] H. J. Mang, Phys. Rep. **18** (1975) 325.
- [Man76] H. J. Mang, B. Samadi y P. Ring, Z. Phys. **A279** (1976) 325.
- [Mar69] M. A. J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber y G. Buck, Phys. Rev. **178** (1969) 1864.
- [Mey86] R. A. Meyer, E. A. Henry, L. G. Mann y K. Heyde, Phys. Lett. **177B** (1986) 271.
- [Mol86] G. Molnar, S. W. Yates y R. A. Meyer, Phys. Rev. C **33** (1986) 1843.
- [Naz88] W. Nazarewicz, Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics, eds: R. F. Casten, A. Frank, M. Moshinsky y S. Pittel (World Scientific, Singapore, 1988)p. 467.
- [Nil55] S. G. Nilsson, Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid Selsk. **29** (1955) No. 16.
- [Ohm87] H. Ohm *et al.*, Z. Phys. **A327** (1987) 483.
- [Oxb] A. Etchegoyen, W. M. D. Rae y N. S. Godwin (versión MSU: B. A. Brown, W. E. Ormand y J. S. Winfield), The Oxford-Buenos Aires Shell-Model Code, no publicado.
- [Pei77] R. E. Peierls y J. Yoccoz. Proc. Phys. Soc. (London) **A70** (1957) 381.

- [Rag70] L. Ragnarsson, Proc. International Symposium on Nuclei far of Stability, 1970 (CERN Report No. 79-30, 1970) Vol. 2, p. 847.
- [Ram88] S. Raman, C. W. Nestor Jr. y K. H. Bhatt, Phys. Rev. C**37** (1988) 805.
- [Ram91] S. Raman, C. W. Nestor Jr., S. Kahane y K. H. Bhatt, Phys. Rev. C**43** (1991) 556.
- [Red54] M. G. Redlich y E. P. Wigner, Phys. Rev. **95** (1954) 122.
- [Rin80] P. Ring y S. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem (Springer-Verlag, NY-Berlin, 1980).
- [Sah79] A. Saha, G. D. Jones, L. W. Put y R. H. Siemssen, Phys. Lett. **82B** (1979) 208.
- [Sah88] R. Sahu y S. Pandya, J. Phys. G **14** (1988) L165.
- [Sah90] R. Sahu y S. Pandya, J. Phys. G **16** (1990) 429.
- [Sch80] F. Schussler *et al.*, Nucl. Phys. **A339** (1980) 415.
- [Sch85] Interacting Boson-Boson and Boson-Fermion Systems, ed. O. Scholten (World Scientific, Singapore, 1985).
- [Ser76] F. J. D. Serduke, R. D. Lawson y D. H. Gloeckner, Nucl. Phys. **A256** (1976) 45.
- [Sha53] A. de Shalit y M. Goldhaber, Phys. Rev. **92** (1953) 1211.
- [Sha63] A. de Shalit e I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York and London, 1963).
- [Sha74] A. de Shalit y H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, Vol. 1 (John Wiley, NY, 1974).
- [Shi83] K. Shizuma, H. Lawin y K. Sistemich, Z. Phys. **A311** (1983) 71.
- [Sil88] R. F. Silverans *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2607.

- [Sis77] K. Sistemich *et al.*, Z. Phys. **A281** (1977)169.
- [Süm80] K. Sümerer *et al.*, Nucl. Phys. **A339** (1980) 74.
- [Tab86] S. L. Tabor, Phys. Rev. C**34** (1986) 311.
- [Tal63] I. Talmi e I. Unna, Nucl. Phys. **30** (1962) 280.
- [Tru76] J. P. Schiffer y W. W. True, Rev. of Mod. Phys. **48** (1976) 191.
- [Unn63] I. Unna, Phys. Rev. **132** (1963) 2225.
- [Who86] F. K. Whon *et al.*, Phys. Rev. C**33** (1986) 677.
- [Xia88] X. Ji y B. H. Wildenthal, Phys. Rev. C**37** (1988) 1256.
- [Zhe91] D. C. Zheng y L. Zamick, Phys. Lett. **B266** (1991) 5.

